

KAZIMIERZ KRULISZ

Biblioteka Główna i OINT  
Politechniki Wrocławskiej



100100212911

INŻYNIER-ELEKTRYK  
PPULK. WOJSK ŁĄCZNOŚCI

# ZASADY RADJOTECHNIKI

CZEŚĆ II

LAMPY ELEKTRONOWE

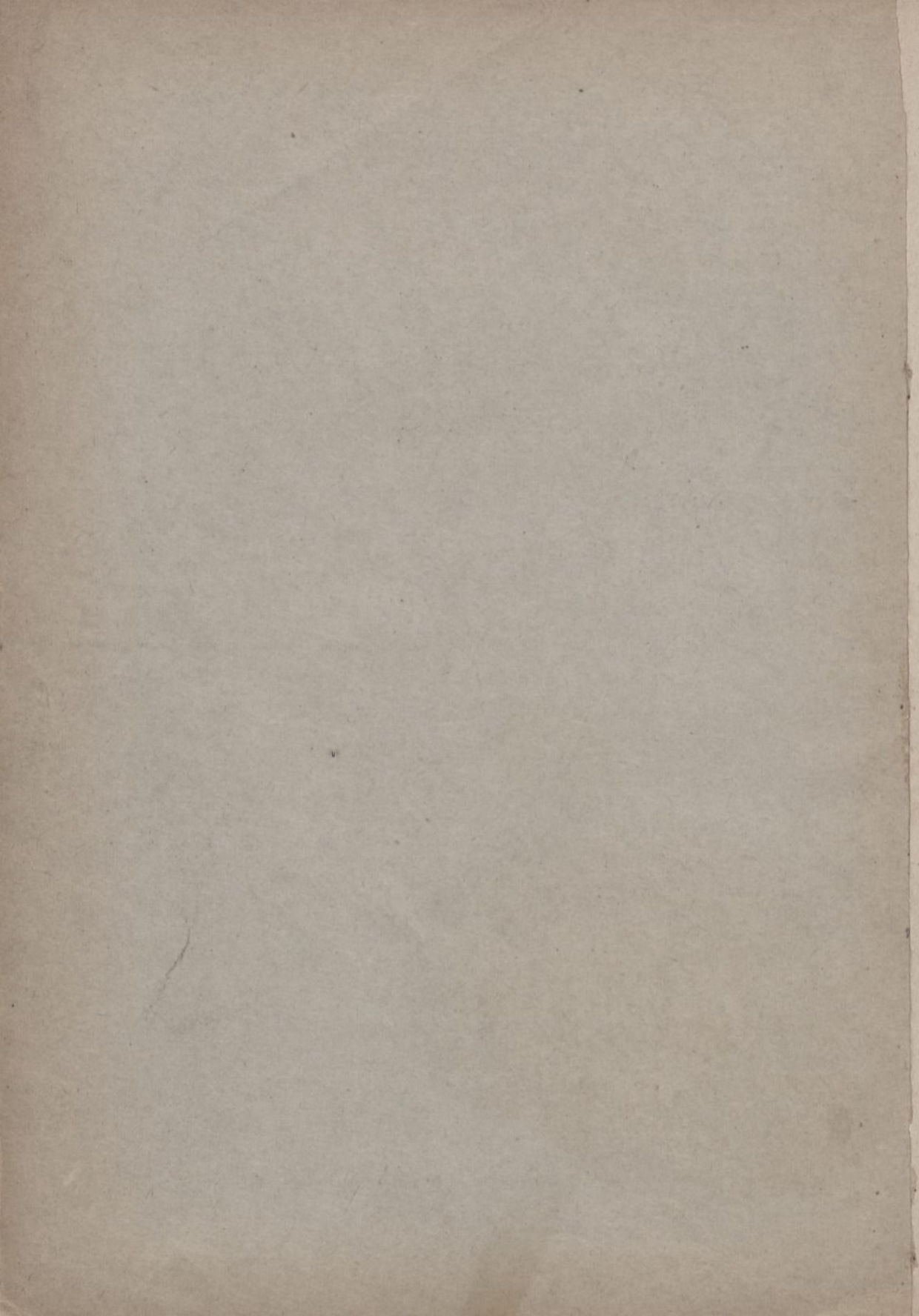
NAKŁADEM

SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOWARZYSZENIA ELEKTRYKÓW POLSKICH

WYDANE PRZY POMOCY SUBSYDJUM

MINISTERSTWA POCZT I TELEGRAFÓW

WARSZAWA 1937



ZASADY RADJOTECHNIKI







Roubin

K A Z I M I E R Z   K R U L I S Z

INŻYNIER-ELEKTRYK  
PPULK. WOJSK ŁĄCZNOŚCI

Z A S A D Y  
R A D J O T E C H N I K I

CZEŚĆ II

LAMPY ELEKTRONOWE

NAKŁADEM

SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOWARZYSZENIA ELEKTRYKÓW POLSKICH

WYDANE PRZY POMOCY SUBSYDJUM

MINISTERSTWA POCZT I TELEGRAFÓW

WARSZAWA 1937

15 3368

WYDAWCA  
RADIOTELEWIZYJNY

PRAWA AUTORSKIE ZASTRZEŻONE.



343614L | 1

Druk. Spoleczna, Plac Grzybowski 3/5. Tel. 205-80.

13A2

2010 / 01521D



## PRZEDMOWA

Niespodziewana śmierć Autora, ś. p. ppułk inż. Kazimierza Kru-  
lisza, nie pozwoliła Mu na całkowite dokończenie zamierzonego wie-  
lotomowego dzieła p. t. „Zasady Radiotechniki”. Część drugą wymie-  
nionego dzieła p. t. „Lampy Elektronowe” pozostawił Autor częściowo  
w maszynopisie, częściowo zaś w stanie złożonym do druku.

Ten stan rzeczy postawił Sekcję Radiotechniczną Stowarzyszenia  
Elektryków Polskich przed trudnym zadaniem przygotowania niniej-  
szej części do druku. Należało uzgodnić wewnętrznie materiał według  
przyuszczalnych intencji Autora, sprawdzić obliczenia i przykłady  
oraz przeprowadzić korekty. Wyjaśnienie zjawisk i ich ujęcie ma-  
tematyczne zostało podane tak, jak układały się one w myślach Au-  
tora, przy czym nie zdążył On nadać Swym wywodom jednolitego uję-  
cia i charakteru. Tę ciężką pracę dokończenia wydawnictwa z pełnym  
poświęceniem poprowadził najbliższy współpracownik Autora kpt. inż.  
Karol Wołowski.

Zarząd Sekcji Radiotechnicznej składa podziękowania Panu Mi-  
nistrowi Poczty i Telegrafów inż. Emilowi Kalińskiemu za przyznanie  
subsydium, które umożliwiło wydanie niniejszego tomu, a Dyrektorowi  
Departamentu Technicznego tegoż Ministerstwa inż. Antoniemu Krzycz-  
kowskiemu i Dyrektorowi Biura Wojskowego, pełniącemu wówczas  
obowiązki Dyrektora Gabinetu Ministra ppłk. Adamowi Paciorkowi za  
wydatne poparcie w tej sprawie oraz Dyrektorowi Państwowego Insty-  
tutu Telekomunikacyjnego prof. dr. inż. Januszowi Groszkowskiemu  
za moralną pomoc okazaną przy wydawaniu tego tomu.

Szczególne podziękowanie należy się pp. Marii Lewandowskiej,  
inż. Maksymilianowi Winawerowi, inż. Wacławowi Kowalskiemu, Hen-  
rykowi Jarkowskiemu i Arkadiuszowi Chrudzińskiemu za pracę wło-  
żoną przy przygotowaniu niniejszego tomu do druku.

ZARZĄD SEKCJI RADIOTECHNICZNEJ  
STOWARZYSZENIA ELEKTRYKÓW POLSKICH.

Warszawa w grudniu 1936 r.



## Ś. P. KAZIMIERZ KRULISZ

Ś. p. Kazimierz Krulisz urodził się dnia 7 kwietnia 1895 roku w Sirowicach (Czechy), jako syn kpt. armji austro-węgierskiej. Po ukończeniu szkoły średniej został, w związku z wybuchem wojny światowej, powołany do służby w wojsku austrijackim, gdzie przechodził przez różne szczeble wojskowe, najpierw w piechocie, a następnie w łączności, uzyskując stopień oficerski w roku 1918. W listopadzie tegoż roku przeszedł do wojska polskiego i bierze czynny udział w obronie Lwowa i Przemyśla, za co odznaczony zostaje odznaką Orła i Gwiazdą Przemyśla. W tym czasie był dwukrotnie kontuzjowany. W roku 1919 jako dowódca plutonu telegraficznego wykłada na kursach dla przyszłych oficerów Wojsk Łączności. W roku 1920 — jako szef łączności 11-ej Dywizji Piechoty bierze udział w bitwie warszawskiej.

Po zakończeniu wojny uzyskuje odkomenderowanie na studia do Politechniki Lwowskiej, gdzie wkrótce otrzymuje dyplom inżyniera-elektryka. Niedługo po powrocie do służby czynnej otrzymuje w roku 1924 stopień majora. W stopniu tym zajmuje kolejno szereg stanowisk w służbie technicznej i pedagogicznej w dziedzinie łączności. W okresie czasu od 1930 do 1935 roku jako wykładowca Szkoły Podchorążych Inżynierji wychowuje cały zastęp młodych oficerów Wojsk Łączności.

Niezależnie od swej pracy wojskowej rozwija intensywnie działalność na polu społecznym i naukowo-technicznym. Ze szczególnym poświęceniem oddaje się pracy na terenie Stowarzyszenia Elektryków Polskich, gdzie kolejno zajmuje stanowiska redaktora Przeglądu Radjotechnicznego, prezesa i vice-prezesa Sekcji Radjotechnicznej tegoż Stowarzyszenia. Bierze czynny udział w pracach Polskiego Komitetu Elektrotechnicznego i Centralnej Komisji Normalizacji Elektrotechnicznej, jako przewodniczący Komisji Przepisowej Radjotechnicznej.

Równolegle rozwija owocną działalność naukowo-techniczną. Jako profesor Wyższej Szkoły Budowy Maszyn i Elektrotechniki, poświęca się z zamiłowaniem wykładom radjotechniki i wydaje szereg skryptów

z tej dziedziny oraz publikuje cały szereg artykułów naukowo-technicznych.

Pozatem od szeregu lat bierze stały udział jako delegat Rządu Polskiego w Konferencjach i Zjazdach Międzynarodowych Telekomunikacyjnych. Z wielkim zapałem i skutecznie bronił zawsze tez polskich, zyskując sobie powszechną sympatię wśród cudzoziemców. W uznaniu zasług za tę działalność na terenie międzynarodowym ś. p. Kazimierz Krulisz został w roku 1933 odznaczony Krzyżem Kawalerskim orderu Polonia Restituta. W połowie 1935 roku powołany został na odpowiedzialne stanowisko w Państwowym Instytucie Telekomunikacyjnym. Tu spotyka Go awans na podpułkownika.

Po krótkiej chorobie zmarł dn. 19 kwietnia 1936 r. W uznaniu położonych zasług został pośmiertnie odznaczony Złotym Krzyżem Zasługi.

Zgasł przedwcześnie człowiek o rzadko spotykanych zaletach charakteru i umysłu, a zarazem jeden z najwybitniejszych radjotechników.

## ROZDZIAŁ I.

### LAMPY DWUELEKTRODOWA.

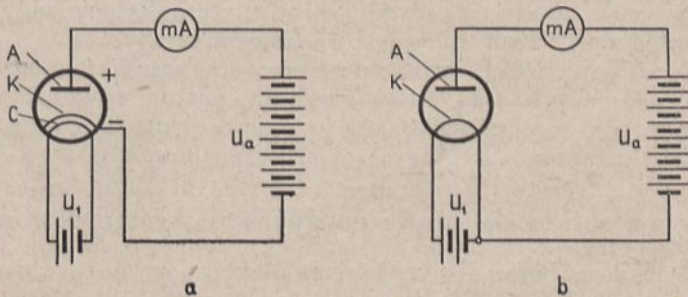
Lampy katodowe czyli elektronowe stały się dziś przyrządami pomocniczymi, niezbędnymi technice radiokomunikacyjnej tak nadawczej, jak i odbiorczej. Spotyka się je zarówno w postaci najprostszej, jako dwuelektrodowe lampy prostownicze, jak i w wykonaniach wieloelektrodowych o złożonym działaniu. Dlatego dokładna znajomość działania i zastosowania tych przyrządów jest we współczesnej radjotechnice niezbędnym uzupełnieniem teorii prądów szybkozmiennych.

Lampa katodowa jest to naczynie szczelnie zamknięte o wysokiej próżni lub też wypełnione gazem obojętnym pod niskim ciśnieniem (rzędu  $0,1 \div 15$  mm Hg), zawierające dwie lub więcej elektrod, z których jedna, *katoda*, dzięki nagraniu do odpowiedniej temperatury, zdolna jest do wydzielania swobodnych elektronów (emisja termoelektro-nowa).

W dalszym ciągu, o ile to wyraźnie nie będzie zaznaczone, będą rozpatrywane lampy próżniowe.

#### 1. Zasada działania lampy katodowej.

Aby w bańce, próżnej wewnątrz, mógł przepływać stały prąd elektryczny między dwiema elektrodami *A* i *K* (rys. 1 a), przynajmniej jedna



Rys. 1.

z tych elektrod musi być źródłem swobodnie poruszających się ładunków elektrycznych. Takim źródłem stanie się np. elektroda *K*, gdy jakimkolwiek sposobem doprowadzić ją do wyższej temperatury (na rys.

1 a osiągnięto to przy pomocy t. zw. grzejnika  $C$ , przez który przepływa prąd elektryczny o dostatecznym natężeniu). Wówczas — pod wpływem nagrzania — zwiększa się liczba elektronów swobodnych, znajdujących się w elektrodzie  $K$  (podobnie zresztą jak w każdym przewodniku), a ponadto elektrony te nabierają większej szybkości, a temsamem zwiększa się ich energia kinetyczna i osiąga wartość dostateczną dla pokonania sił powierzchniowych, przeciwdziałających wydostaniu się swobodnych elektronów poza obręb przewodnika.

Zjawisko wydobywania się swobodnych elektronów nazewnątrz z rozgrzanego ciała, wykazujące naogół pewne podobieństwo do wydobywania się cząsteczek z parującej powierzchni cieczy, nosi nazwę *emisji termoelektronowej*.

Jeżeli elektrodę rozgrzaną  $K$  połączyć z biegunem ujemnym, a elektrodę chłodną  $A$  z biegunem dodatnim źródła siły elektromotorycznej  $U_a$ , wówczas w wytworzonym w ten sposób między obiema elektrodami polu elektrycznym, elektrony — jako ładunki ujemne — będą się poruszały w kierunku elektrody  $A$ , zobojetniając na niej ładunki dodatnie, doprowadzone z bieguna dodatniego źródła  $U_a$ . Równocześnie na elektrodzie  $K$  wskutek ubytku wypromieniowanych elektronów powstanie niedobór ładunków ujemnych, który będzie uzupełniany z bieguna ujemnego źródła  $U_a$ . W ten sposób w obwodzie  $(+U_a) - A - K - (-U_a)$  powstanie zamknięty obieg prądu, czerpanego ze źródła  $U_a$ . Obecność tego prądu wykaże włączony w obwód miliamperomierz  $mA$ .

Jak widać, w utworzonym przez lampę obwodzie, elektroda rozgrzana  $K$  stanowi *katodę*, zaś elektroda chłodna  $A$  — *anodę*.

Zaznaczyć tu należy, że katoda *nie jest źródłem elektronów*, podtrzymujących stały prąd w obwodzie, lecz stanowi niejako zawór dla elektronów, dopływających pod działaniem siły elektromotorycznej  $U_a$ . Zawór ten działa zależnie od temperatury — im silniej katoda jest nagrzana, tem większe natężenie strumienia elektronowego jest ona zdolna przepuścić.

Bańka zawierająca obok innych elektrod żarzoną katodę, nazywa się *lampą katodową* lub *elektronową*. Lampa opisana poprzednio, stanowiąca najprostszy przykład lampy elektronowej, nosi nazwę lampy dwuelektrodowej czyli diody, a obwód prądu, zamykający się przez jej anodę i katodę, nazywa się *obwodem anodowym* lampy.

Katoda niekoniecznie musi być *żarzona pośrednio* przy pomocy grzejnika  $C$ , jak na rys. 1a. Prąd żarzenia można również przepuścić bezpośrednio przez katodę, wykonaną w postaci drutu żarowego (rys. 1b), otrzymując w ten sposób katodę *żarzoną bezpośrednio*<sup>1)</sup>.

## 2. Wzory na obliczenie prądu emisyjnego termoelektronowego.

Jak już wspomniano, dla wydobywania elektronów poza obręb katody, trzeba im nadać odpowiednią energję kinetyczną, co osiąga się przez podwyższenie temperatury katody. Im wyższa będzie ta temperatura,

<sup>1)</sup> Takie ujęcie zagadnienia jest wprawdzie niezgodne z historją rozwoju konstrukcji lamp, ale jest bardziej pedagogiczne, gdyż podkreśla odrazu na początku wykładu teorię lamp pomocnicze znaczenie prądu żarzenia.

tem więcej elektronów zdoła katoda emitować. Temperatura, niezbędna do wywołania żądanej emisji, jest jednak zależna również i od sił powierzchniowych, działających w danym przewodniku, tak, iż *natężenie prądu emisyjnego zależy równocześnie od dwu czynników: od natury ciała, z którego wykonana jest katoda, i od jej temperatury*. Pozatem jest ono *proporcjonalne do powierzchni emitującej*. Zjawisko to ujęte jest w literaturze<sup>1)</sup> w kilka wzorów, opartych na odmiennych założeniach teoretycznych. Wzory te można jednak sprowadzić do wspólnej postaci ogólnej:

$$I_e = s A T^\alpha \varepsilon^{-\frac{B}{T}} \quad (1)$$

We wzorze tym oznaczają:

- $s$  — skuteczną powierzchnię ciała emitującego w  $\text{cm}^2$ ,
- $T$  — temperaturę ciała w stopniach bezwzględnych Kelvin'a [ $T = (t + 273)$  stopni  $C$ ],
- $\varepsilon$  — podstawę logarytmów naturalnych ( $\varepsilon = 2,72$ ),
- $\alpha$  — wykładnik potęgowy (w różnych wzorach zawarty w granicach od 0 do 2),
- $A$  i  $B$  — stałe, zależne od natury ciała emitującego, odmienne w poszczególnych wzorach, zależnie od obranej wartości  $\alpha$ .

Powierzchnię skuteczną katody oblicza się jako

$$s = \pi d l_{sk}, \quad (1a)$$

gdzie  $d$  jest średnicą w  $\text{cm}$ , a  $l_{sk}$  długością skuteczną katody w  $\text{cm}$ . Długość skuteczna jest zawsze mniejsza od długości rzeczywistej katody, ze względu na to, że temperatura jej nie jest równomierna na całej długości, lecz maleje ku końcom. W przybliżeniu można liczyć:

$$l_{sk} \cong 0,7 l.$$

Zjawisko chłodzenia końców jest omówione w § 8.

Najstarszy ze wzorów na prąd emisyjny t. zw. pierwszy wzór Richardsona (r. 1904), oparty na teorii kinetycznej gazów, ma postać:

$$I_e = s A_1 T^{1/2} \varepsilon^{-\frac{B}{T}}, \quad (2)$$

podczas gdy drugi wzór Richardsona, ściślejszy z punktu widzenia fizycznego, ma współczynnik potęgowy  $\alpha = 2$ :

$$I_e = s A_2 T^2 \varepsilon^{-\frac{B_2}{T}}. \quad (3)$$

Późniejszy jeszcze wzór Dushmana (r. 1922) tem tylko różni się

<sup>1)</sup> Patrz m. i. Dr. Tadeusz Malarski, Przegl. Radj. V zes. 7—10, r. 1927. Tamże również wykaz literatury do r. 1926 włącznie. Nowszą jest praca: S. Dushman, Thermionic Emission, Reviews of Modern Physics, tom II, str. 381, r. 1930.

od 2-go wzoru Richardsona, że zamiast  $A_2$  wprowadza stałą uniwersalną  $C = 60,2$  niezależną od natury ciała:

$$I_e = s C T^2 \varepsilon^{-\frac{B_2}{T}} \quad (3a)$$

Istnieje wreszcie uproszczony, czysto empiryczny wzór Wołynki-  
na<sup>1)</sup>, otrzymany przez założenie  $\alpha = 0$ , czyli  $T^0 = 1$ :

$$I_e = s A_4 \varepsilon^{-\frac{B_4}{T}} \quad (4)$$

Wzór ten wprowadzono jako uproszczenie II-go wzoru Richardsona i stałe dobrano tak, aby w granicach stosowania wzorów dawały one wyniki możliwie zgodne z praktyką.

Zestawienie tych współczynników dla trzech zasadniczych typów ciał emitujących (patrz § 5) podano w następującej tablicy:

Materiał	I wzór Richardsona		II wzór Richardsona		Wzór Wołynki- na		Normalna tempera- tura robo- cza ( $^{\circ}K$ )	Obciąże- nie katody $P_k (mA/W)$
	$A_1$	$B_1$	$A_2$	$B_2$	$A_4$	$B_4$		
Wolfram (tungsten)	$2,36 \cdot 10^7$	52600	60,2	52400	$1,48 \cdot 10^9$	56200	$2450 \div$ $\div 2600$	$3 \div 15$
Wolfram torowany	$2 \cdot 10^8$	39000	3,0	31500	$3,4 \cdot 10^7$	32900	1900	62,5
Katody t. zw. tlenkowe	$(8 \div 24) \cdot 10^8$	$19400 \div$ $\div 23800$	$0,01 \div 0,001$	12000	$6 \cdot 10^1$	16580	$900 \div$ $\div 1100$	$50 \div 150$

Współczynniki  $A$  z tej tablicy, po podstawieniu do odpowiednich wzorów, dają natężenie prądu emisyjnego w amperach.

O tem, z jaką dokładnością obliczyć można emisję według różnych wzorów, przekonać się można z następującego przykładu:

Katoda wolframowa o powierzchni  $s = 1 \text{ cm}^2$ , żarzona w temperaturze  $T = 2500^{\circ} K$ , daje prąd emisyjny:

a) według I-go wzoru Richardsona:

$$\begin{aligned} I_e &= s A_1 T^{1/2} \varepsilon^{-\frac{B_1}{T}} = 2,36 \cdot 10^7 \sqrt{2500} \varepsilon^{-\frac{52600}{2500}} = \\ &= 118 \cdot 10^7 \varepsilon^{-21,4} = \frac{118 \cdot 10^7}{1,375 \cdot 10^9} = 0,86 A, \end{aligned}$$

<sup>1)</sup> Patrz Własow, Elektronnyje lampy.



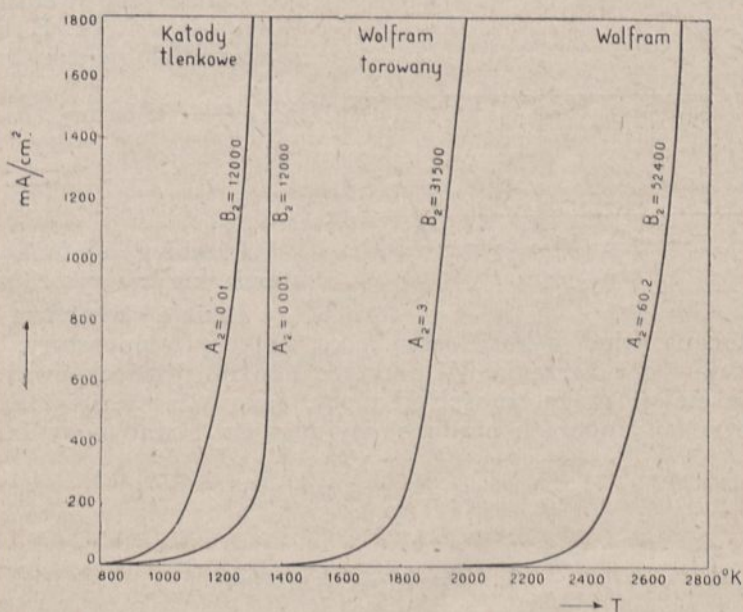
b) według II-go wzoru Richardsona:

$$I_e = 60,2 \cdot 2500^2 \varepsilon^{-\frac{52400}{2500}} = \frac{37,6 \cdot 10^7}{\varepsilon^{20,96}} = 0,296 \text{ A},$$

c) według wzoru Wołynkina:

$$I_e = 148 \cdot 10^7 \varepsilon^{-\frac{56200}{2500}} = \frac{148 \cdot 10^7}{\varepsilon^{22,48}} = \frac{148 \cdot 10^7}{5,79 \cdot 10^9} = 0,256 \text{ A}.$$

Rozbieżność między wynikami, osiągniętymi przy stosowaniu poszczególnych wzorów, jest więc dość duża, zwłaszcza I-y wzór Richardsona daje wyniki znacznie odbiegające od otrzymywanych przy stosowaniu wzorów nowszych. Natomiast wzór empiryczny Wołynkina wykazuje dość dużą zgodność z II-im wzorem Richardsona.



Rys. 2.

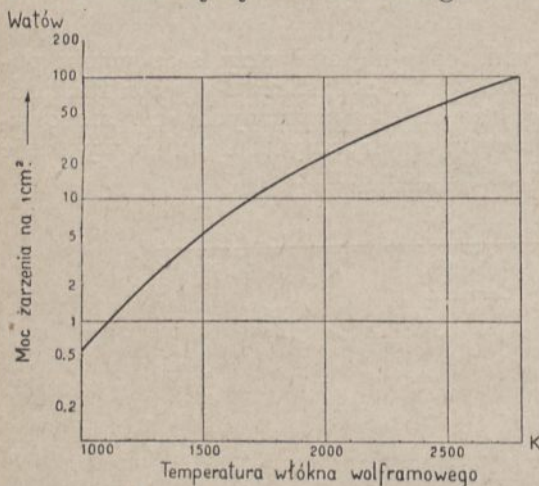
Przebieg funkcji, wyrażonej II-im wzorem Richardsona dla emisji elektronów przez różne materiały, podają krzywe rys. 2-go. Jak wynika jasno z tych wykresów, widoczna emisja elektronów zaczyna się dopiero przy stosunkowo wysokiej temperaturze, lecz w dalszym ciągu rośnie bardzo szybko. Górną granicę wzrostu emisji stanowi oczywiście temperatura topnienia ciała, przy której włókno żarowe ulega zerwaniu. (Dla wolframu np. temperatura topnienia wynosi około  $3700^\circ \text{K}$ ).

Często, dla celów porównawczych, wyraża się emisję termoelek-

tronową na jednostkę powierzchni (1 cm<sup>2</sup>) katody. Wielkość ta nosi nazwę emisji właściwej i wyraża się równaniem (w postaci ogólnej):

$$i_e = \frac{I_e}{s} = AT^{\alpha} \varepsilon - \frac{B}{T}$$

Dla danego materiału emisja właściwa jest funkcją samej tylko temperatury. Wobec tego zaś, że dla pewnego typu włókien stosuje się temperaturę w określonych granicach, emisja właściwa stanowi wielkość charakterystyczną dla danego materiału.



Rys. 3.

Włókna można więc wyrazić albo jako funkcję temperatury, albo też jako funkcję mocy żarzenia. W praktyce bardziej jest rozpowszechnione wyrażanie emisji w zależności od mocy, jako t. zw. *obciążenie katody*, wyrażone w miliamperach prądu emisyjnego na 1 wat mocy żarzenia:

$$P_k = \frac{I_e}{P_k} \text{ mA/W.} \quad (5a)$$

### 3. Trwałość katody.

Jak wynika ze wzorów na emisję termoelektronową, prąd emisyjny rośnie bardzo szybko z podwyższeniem temperatury katody.

<sup>1)</sup> Wzór ten przed zlogarytmowaniem ma postać:

$$P = \frac{T^{3,68}}{10^{10,894} + \frac{1040}{T}}$$

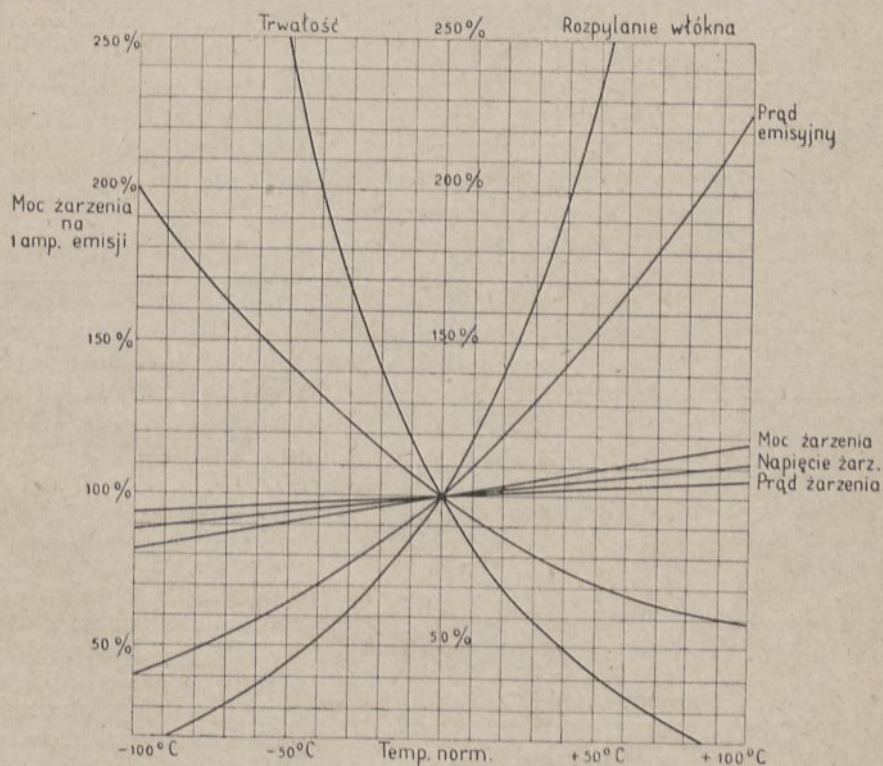
Przeliczenie:

$$\log_{10} P = 3,68 \log_{10} T - 10,894 - \frac{1040}{T} = 3,68 (\log_{10} T - 3,3) - \frac{1040}{T} + 1,25.$$

Można więc w dość szerokich granicach zwiększać emisję katody, podwyższając jej temperaturę, przez co osiąga się nie tylko wzrost prądu emisyjnego, ale równocześnie i ekonomję mocy żarzenia. Wówczas bowiem rośnie bardzo szybko obciążenie katody, a temsamem maleje moc zużyta na osiągnięcie żadanego prądu emisyjnego. Zjawisko to jest analogiczne do wydajności świetlnej lamp żarowych.

Jednakże równocześnie z temi dwiema zaletami łączy się niestety poważna wada, a mianowicie przy wysokiej temperaturze żarzenia *maleje bardzo szybko trwałość lampy* z powodu rozpylania materiału włókna.

Wszystkie te zależności uzmysławiają bardzo dobrze wykresy rys. 4, podane dla katody wolframowej przez Gossling'a i Thompson'a<sup>1)</sup>.



Rys. 4.

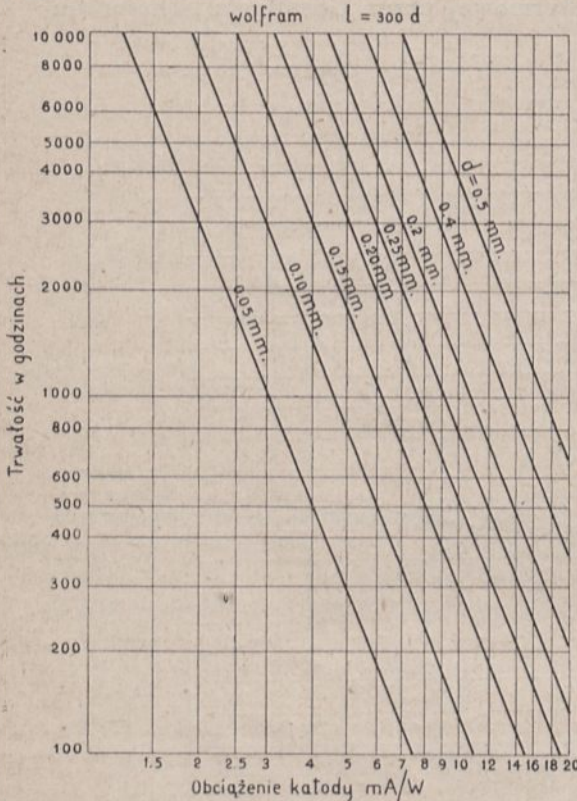
Z wykresów tych wynika, że wzrost napięcia żarzenia o 5% powoduje skrócenie trwałości do 50%, zaś zmniejszenie tego napięcia o 5% daje podwojenie trwałości włókna. Równocześnie wspomniany wzrost napięcia powoduje zwiększenie prądu emisyjnego o przeszło 40% i obniżenie

<sup>1)</sup> B. S. Gossling i M. Thompson: World Power. T. 3, str. 195 i 333, r. 1925. Wykres rys. 4 jest analogiczny do podobnego wykresu dla żarówek.

mocy zużytej na jednostkę prądu emisyjnego o 25%. Natomiast zmniejszenie napięcia żarzenia o 5% powoduje zmniejszenie prądu emisyjnego o 30% i wzrost mocy zużytej na jednostkę prądu emisyjnego o przeszło 30%.

#### 4. Czynniki wpływające na trwałość katody. Opornik rozruchowy.

Trwałość lampy nie jest funkcją samej tylko temperatury włókna, zależy ona w dużym stopniu od wymiarów włókna, a zwłaszcza od jego średnicy. S. Dushman<sup>1)</sup> podaje następującą zależność między temperaturą i średnicą włókna dla pewnej określonej trwałości.



Rys. 5.

(według H. Rukop'a)

Średnica włókna (mm)	Temperatura zapewniająca trwałość ponad 2000 godzin (°K)
0,13	2475
0,18	2500
0,25	2550
0,38	2575

Jak z tego wynika, grubsze włókna są bardziej wytrzymałe od cienkich.

To samo stwierdzają wykresy rys. 5-go podane przez H. Rukop'a<sup>2)</sup>, a wyrażające trwałość lampy jako funkcję obciążenia katody ( $I_e/P_k$ ) i średnicy włókna. Widać z nich, że trwałość 3000 godzin mają zarówno włókno 0,05 mm przy 2 mA/W, jak i włókno 0,5 mm przy 11 mA/W.

Wynika stąd, że stosowanie grubszych włókien i wogóle większych lamp jest bardziej ekonomiczne

i to nie tylko z powodu większej trwałości, ale też i ze względu na mniejsze zużycie mocy żarzenia.

W praktyce konieczny jest kompromis między ekonomicznością

<sup>1)</sup> General Electric Review. 18, str. 156, r. 1915.

<sup>2)</sup> Zenneck u. Rukop: Lehrbuch. Wyd. V, str. 532.

lampy, a jej trwałością. Większe lampy nadawcze projektuje się na trwałość  $2000 \div 3000$  godzin (lampy bardzo dużej mocy — na ponad 6000 godzin), stosując obciążenie katody wolframowej  $4 \text{ mA/W}$  (mniejsze typy), do  $8 \text{ mA/W}$  (największe typy). W małych lampach nadawczych stosuje się normy trwałości  $500 \div 1000$  godzin, dopuszczając mimo cienkiego włókna  $6 \div 8 \text{ mA/W}$ . W szczególności w nadajnikach lotniczych, gdzie w pierwszym rzędzie zależy na ograniczeniu ciężaru, lampy przeciąża się bardzo silnie, zmniejszając nie tylko liczbę lamp, ale i ciężar źródła żarzenia (akumulatorów).

Znajomość stosowanego obciążenia katody, charakterystycznego dla danego typu lamp, pozwala na obliczenie w przybliżeniu prądu emisyjnego lampy, której moc żarzenia jest znana. I tak np. dla lampy nadawczej średniego typu (mniej więcej do  $1 \text{ kW}$ ) z katodą wolframową można przyjąć  $p_k = 5 \text{ mA/W}$ . Mając dane  $U_k = 11 \text{ V}$ ,  $I_k = 5 \text{ A}$ , otrzymamy:

$$P_k = U_k I_k = 11 \cdot 5 = 55 \text{ W}.$$

Stąd oblicza się orientacyjnie prąd emisyjny:

$$I_e = P_k p_k = 55 \cdot 5 = 275 \text{ mA}.$$

Na trwałość katody wpływają ujemnie nawet bardzo krótkotrwałe jej przeciążenia, powstające np. przez bezpośrednie włączenie napięcia żarzenia bez użycia rozrusznika (opornika żarzenia). Wolfram ma bowiem znaczny stosunkowo współczynnik temperatury ( $\alpha = 0,0051$  dla temperatur w granicach  $0 \div 100^\circ \text{C}$ ), a więc oporność jego w temperaturze normalnej jest znacznie mniejsza, niż w temperaturze roboczej<sup>1)</sup>, włókno byłoby więc w pierwszej chwili wielokrotnie przeciążone. Opornik żarzenia należy tak dobrać, aby pierwszy impuls prądu nie przekraczał *dwukrotnej wartości normalnego prądu żarzenia*<sup>2)</sup>.

Przyjmując, dla uproszczenia, że współczynnik temperatury jest stały, minimalną oporność początkową opornika żarzenia obliczyć można w sposób następujący:

Dla katody o następujących danych żarzenia: napięciu  $U_k = 11 \text{ V}$ , prądzie  $I_k = 5 \text{ A}$ , temperaturze  $T_k = 2500^\circ \text{K}$ , oporność włókna w temperaturze żarzenia wynosi:

$$r_T = \frac{U_k}{I_k} = 2,2 \Omega.$$

W temperaturze normalnej ( $T_0 = 20^\circ \text{C} = 293^\circ \text{K}$ ):

$$r_o = \frac{r_T}{1 + 0,0051(2500 - 293)} = \frac{r_T}{12,25} = 0,18 \Omega.$$

<sup>1)</sup> Równocześnie ze wzrostem temperatury rośnie i długość włókna. Dlatego katody w lampach mają zawieszenie sprężynujące, dzięki któremu, pomimo wydłużenia termicznego, włókno jest stale napięte.

<sup>2)</sup> Dane General Electric Co.

A więc w chwili włączenia popłynąłby przez lampę prąd:

$$I_k = \frac{11}{0,18} = 61 \text{ A.}$$

Przyjmując, że źródło żarzenia ma napięcie 12 V i że prąd w obwodzie nie może przekroczyć 10 A, obliczymy niezbędną oporność obwodu w chwili rozruchu:

$$R_a = \frac{12}{10} = 1,2 \Omega.$$

A więc na rozrusznik przypada oporność początkowa:

$$r_{\max} = 1,2 - 0,18 \cong 1 \Omega.$$

W praktyce daje się raczej oporność początkową większą, np. 2  $\Omega$ .

## 5. Typy katod.

We współczesnej technice lampowej stosuje się dla emisji elektronów katody trzech zasadniczych typów:

1<sup>o</sup> *Katody wolframowe*, pracujące w temperaturach 2300 ÷ 1750° K i posiadające stosunkowo słabą zdolność emisyjną (przy wspomnianych temperaturach: 4 ÷ 8 mA na 1 wat żarzenia). Są one stosowane w lampach nadawczych, a zwłaszcza w lampach dużej mocy, w których używa się wyłącznie tylko katod wolframowych. W największych typach lamp prąd emisyjny dochodzi do kilkuset amperów.

Liczby, odnoszące się do trwałości katod wolframowych, podano w § 3.

2<sup>o</sup> *Katody torowane czyli półoszczędnościowe* są wykonane jako włókna wolframowe z pewną domieszką (0,5 ÷ 2%) toru, który przy wyżarzaniu katody wydostaje się na jej powierzchnię, tworząc tu warstewkę grubości drobiny i zwiększając zdolność emisyjną katody. Dzięki temu, że włókno takie pracuje w znacznie niższej temperaturze, niż włókno nietorowane (rzędu 1700 ÷ 1900° K), ma ono znacznie większą trwałość (wynoszącą kilka tysięcy godzin), ograniczoną utratą zdolności emisyjnej z powodu rozpylenia toru z powierzchni włókna. Gdy temperatura włókna jest odpowiednio dobrana, to w czasie pracy lampy warstewka czynna na powierzchni katody ulega wprawdzie stałemu rozpyleniu, lecz równocześnie z głębi włókna następuje stała dyfuzja toru ku powierzchni.

Jednakże przy przekroczeniu pewnej temperatury krytycznej (ca. 2000° K) rozpylenie następuje szybciej niż dyfuzja i katoda traci swą warstewkę czynną.

Lampy torowane, które skutkiem krótkotrwałego przeciążenia utraciły zdolność emisyjną, można reaktywować (zregenerować), żarząc je przez pewien czas (kilka do kilkunastu minut), pod wyższym napięciem, jednakże bez napięcia anodowego, przez co część toru zawartego wewnątrz włókna, wydostaje się na jego powierzchnię.

Gdy jednak katoda na skutek długotrwałego przeciążenia lub z biegiem czasu, skutkiem normalnej pracy utraciła domieszkę toru, reaktywować jej już nie można.

Katody torowane stosuje się tylko w lampach nadawczych małej i średniej mocy, w lampach bowiem dużej mocy istnieje obawa przegrzania katody przez ciepło wydzielane w anodzie. Zasadniczo, przy użyciu katod torowanych nie należy przekraczać napięcia anodowego 1200 ÷ 1500 woltów.

Trwałość katod torowanych wynosi 1000 ÷ 2000 godzin.

Pozatem katody te są szczególnie wrażliwe na zawartość resztek gazów w lampie, zarówno ze względu na bombardowanie katody przez jony dodatnie, jak i spowodu dużego powinowactwa chemicznego toru do zawartych w lampie gazów.

W lampach nadawczych o mocy do 1 kW stosuje się katody, zawierające *obok toru nieznaczną domieszkę węgla*, który wpływa bardzo korzystnie na emisję właściwą włókna (katody nawęglane czyli karbonizowane). Dają one w temperaturze 2000° K emisję, dochodzącą do 120 mA/W.

Katody torowane nawęglane wytrzymują robocze napięcia anodowe do 3000 woltów.

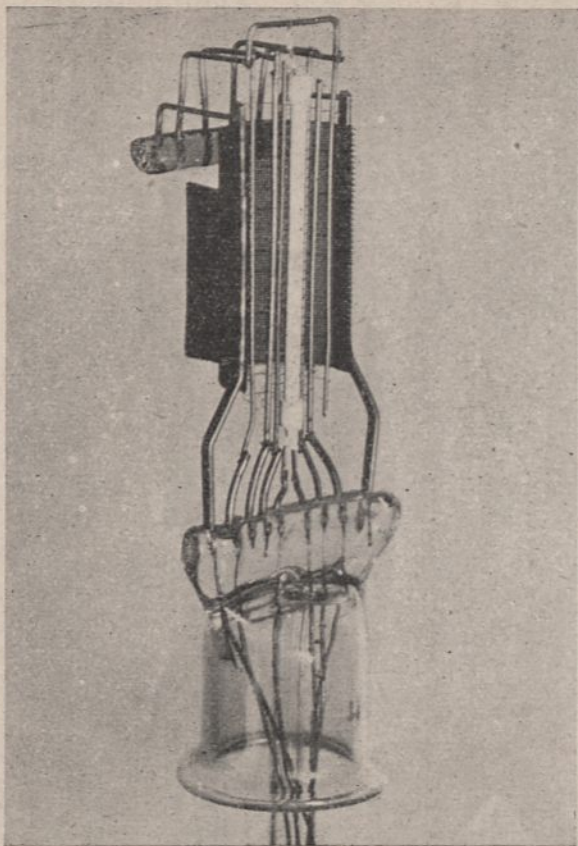
3° *Katody tlenkowe czyli oszczędnościowe.* Do tej grupy należą katody pokryte tlenkami wapniowców: wapnia, baru i strontu. Duża zdolność emisyjna katod tego rodzaju znana była dość dawno (Wehnelt 1906), jednakże dopiero w ostatnim dziesięcioleciu udało się wypracować metody fabrykacyjne, zapewniające wymaganą trwałość i równomierność pracy katod oszczędnościowych. Nazwa „katody tlenkowe“ jest niezupełnie ścisła<sup>1)</sup>, gdyż ciałem aktywnym jest tu metal w stanie czystym, a tlenek jego występuje tylko w jednej z przejściowych faz fabrykacyjnych.

Wyrób katod tlenkowych przedstawia się w ogólnych zarysach następująco:

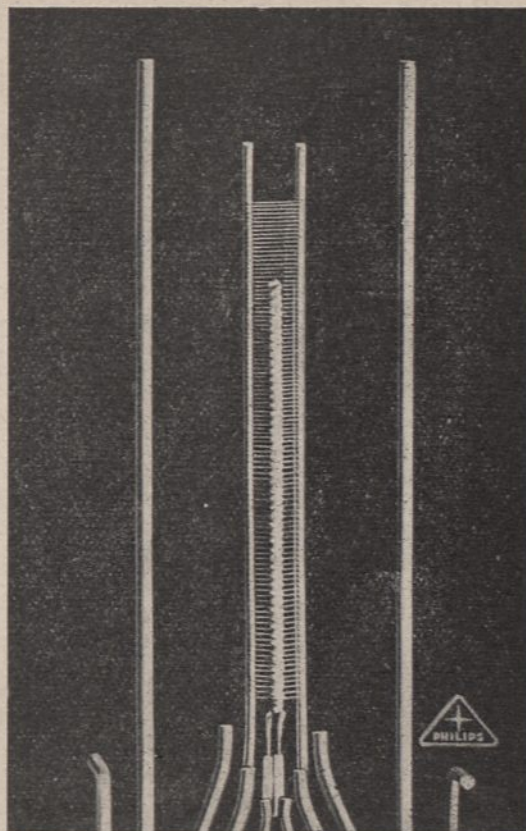
Drucik platynowy lub niklowy t. zw. rdzeń katody zostaje pokryty emulsją, zawierającą węglany baru, wapnia i strontu, poczem drucik ten umieszcza się jako katodę w lampie, gdzie pod wpływem wysokiej temperatury zachodzi rozkład tych soli na tlenek węgla i tlenki metali. Tlenek węgla zostaje usunięty przez pompowanie, poczem redukuje się tlenki metali, drogą utleniania par tytanu lub glinu, albo drogą elektrolizy, wywołanej przez prąd emisyjny wysyłany przez rdzeń katody (podczas procesu elektrolizy obwód anodowy lampy jest pod napięciem). Proces redukcji odbywa się przy równoczesnym pompowaniu lampy, dzięki czemu usuwa się wydzielany tlen.

Lampy z katodą tlenkową nie mają określonego prądu nasycenia. Wynika to stąd, że prąd anodowy tych lamp jest tego samego rzędu wielkości, co prąd żarzenia, a więc dodając się do prądu żarzenia znacznie wpływa na temperaturę katody. Wobec tego ze wzrostem prądu anodowego rośnie temperatura katody, a temsamem i prąd nasycenia lampy (patrz § 10). Dlatego też lampy z katodą tlenkową nie można sto-

<sup>1)</sup> Nazwa ta pozostała po pierwotnych lampach Wehnelta, w których spiralka platynowa pokryta była grubą warstewką tlenku wapnia.



Rys. 6a.  
Katoda żarzona pośrednio (lampa Philips E-463),



Rys. 6b.  
Grzejnik bifilarny katody żarzonej pośrednio  
(lampa Philips E-446).



sować do napięć roboczych przekraczających 1000 V, oraz jako lamp nadawczych nawet średniej mocy.

Katody tlenkowe pracują w temperaturze  $900 \div 1100^\circ K$  przy obciążeniu katody  $60 \div 80 mA/W$ , dochodzącem nawet niekiedy do  $100 mA/W$ . Przekroczenie temperatury  $1600^\circ K$  wpływa na katodę niszcząco, powodując wyparowanie warstewki czynnej.

Trwałość katod tlenkowych wynosi  $1000 \div 1500$  godzin, lecz przy oszczędnym żarzeniu (w niższych nieco temperaturach) może być znacznie większa.

Inną grupę katod oszczędnościowych stanowią t. zw. *katody barowe*. Formowanie ich polega na tem, że katodę wolframową, pokrytą warstewką platyny, a następnie tlenku miedzi, umieszcza się w lampie, na anodzie której znajduje się azotek baru, lub też inny związek chemiczny baru. Przez nagrzanie anody wywołuje się rozpylenie tego związku, skutkiem czego bar dostaje się na katodę, łącząc się z tlenem tlenku miedzi. Następnie przez dalsze formowanie wywołuje się redukcję tlenku baru i dyfuzję metalicznego baru na powierzchnię katody.

Katody barowe pracują w temperaturze  $700 \div 900^\circ K$  przy obciążeniu katody  $70 \div 120 mA/W$ . Trwałość ich sięga  $1500 \div 1700$  godzin.

Katody barowe są bardziej stałe od tlenkowych i wytrzymują krótkotrwałe przeciążenia, dochodzące do dwukrotnego napięcia żarzenia. Są więc technicznie doskonalsze od katod tlenkowych.

W podobny sposób jak barowe, wyrabia się katody pokryte *cezem*, które pracują w temperaturze zaledwie  $650 \div 700^\circ K$ . Dopuszczalne obciążenie dla katod pokrytych cezem wynosi  $250 \div 300 mA/W$ . Ujemną stroną tych katod jest niejednostajność pracy i mała trwałość, co spowodowane jest szybkim parowaniem warstwy czynnej.

Zestawienie porównawcze charakterystyk emisyjnych trzech typów katod podają krzywe rys. 2.

## 6. Katody żarzone pośrednio.

Podczas gdy w lampach nadawczych bardzo często żarzy się katody prądem zmiennym, zastosowanie tego prądu do lamp odbiorczych napotyka na pewne trudności spowodu charakterystycznego brzęczenia, powstającego w słuchawkach odbiornika. Brzęczenie to ma swe źródło zarówno w małej bezwładności cieplnej cienkiego drucika, czego następstwem są okresowe zmiany prądu emisyjnego, jak i w zmiennem polu magnetycznem, powstającym dokoła katody i oddziaływującym na strumień elektronowy. Niedogodności tej unika się przez zastosowanie żarzenia pośredniego katody zapomocą grzejnika (rys. 6 a i b) w postaci cienkiej pałeczki z materiału izolującego (dielektryka), z umieszczonym wewnątrz drucikiem, przez który przepływa prąd zmienny. Grzejnik jest umieszczony wewnątrz cylindra metalowego np. niklowego, pokrytego tego barem i stanowiącego właściwą katodę emitującą. Dla uniknięcia oddziaływania pola magnetycznego, drucik żarowy musi być nawinięty bifilarnie, jak to widać na rys. 6 b.

Ze względu na to, że nagrzewanie katody odbywa się drogą pośrednią, zużycie mocy jest znacznie większe, niż w katodach tlenkowych,

zasilanych bezpośrednio. I tak np. pokrewne co do pozostałych wielkości lampy Philips'a zużywają moc żarzenia: *B* 409 (tlenkowa żarzona bezpośrednio)  $4 V \times 0,15 A = 0,6 W$ , lampa *E* 409 (tlenkowa żarzona pośrednio)  $4 V \times 0,9 A = 3,6 W$ . A więc lampa żarzona pośrednio zużywa w danym przykładzie 6-krotnie większą moc. Wada ta nie jest zbyt poważna, gdyż moc żarzenia jest tu czerpana wprost z sieci prądu silnego, podczas gdy lampa żarzona bezpośrednio, czerpie swą moc z akumulatorów lub z ogniw galwanicznych, których koszt utrzymania jest znacznie większy od kosztu prądu czerpanego z sieci.

Jest oczywiste, że obciążenie katody w zastosowaniu do katod żarzonych pośrednio traci swoje właściwe znaczenie; tu bowiem, zależnie od konstrukcji i od użytego materiału izolującego, ułamek ciepła, rzeczywiście wykorzystany przez katodę, może być różny. A więc stosunek  $p_k$  obliczany z mocy żarzenia i prądu emisyjnego, może być stosowany dla porównania z sobą jedynie lamp o tym samym ściśle określonym typie konstrukcji katod. W podanym przykładzie dla lamp Philips'a typu *E*, otrzymamy:

$$p_k = \frac{20}{3,6} = 5,5 \text{ mA/W.}$$

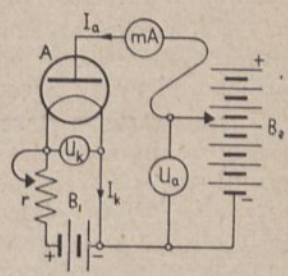
Katody żarzone pośrednio mają pod względem elektrycznym szereg zalet w porównaniu z bezpośrednio żarzonemi. Są one zbliżone do t.zw. *katod ekwipotencjalnych*, których cała powierzchnia posiada ten sam potencjał, podczas gdy wzdłuż bezpośrednio żarzonych włókien występuje spadek napięcia prądu żarzącego, co wpływa zniekształcająco na przebieg charakterystyk lampy. Prócz tego powierzchnia ich jest o wiele większa od powierzchni drutu żarzonego bezpośrednio, dzięki czemu gęstość ładunku przestrzennego, wytworzonego przez wysyłane z katody elektrony, jest o wiele mniejsza. Przyczynia się to wydatnie do zwiększenia nachylenia charakterystyki prądu elektronowego (patrz § 8).

Jedną z bardzo poważnych zalet katod o żarzeniu pośrednim jest ich znaczna sztywność mechaniczna, która zapewnia lampie większą odporność na wstrząsy mechaniczne (np. na statkach, samolotach, samochodach i t. p.), a pozatem pozwala na redukowanie do minimum odległości między katodą i sąsiednimi elektrodami (przedewszystkiem siatką). Znaczna powierzchnia katody i małe odległości między elektrodami pozwalają budować lampy żarzone pośrednio o takich własnościach elektrycznych, jakich w lampach żarzonych bezpośrednio nigdy nie można osiągnąć.

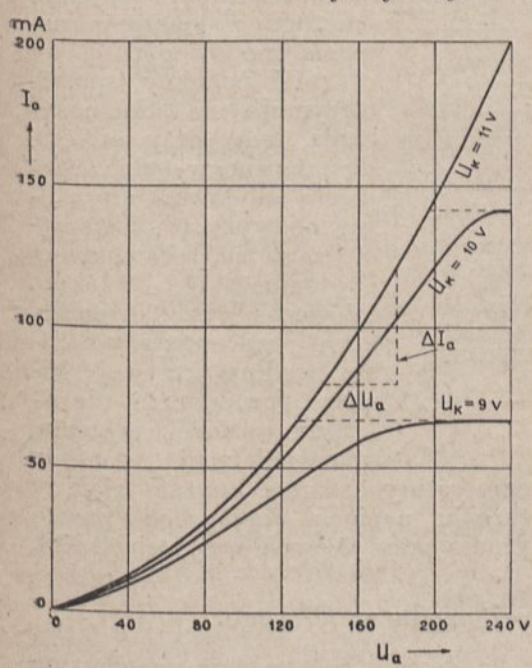
## 7. Zależność prądu elektronowego od pola elektrycznego. Ładunek przestrzenny.

Na pierwszy rzut oka możnaby przypuszczać, że najmniejsza nawet różnica potencjałów między katodą i anodą powinna spowodować przepływ przez lampę całkowitego prądu emisyjnego, zgodnie z równaniem Richardsona. Okazuje się jednak, że tak nie jest.

Badania zależności prądu anodowego  $I_a$  od napięcia anodowego  $U_a$  (schemat rys. 7 a, krzywe rys. 7 b), wykazują bowiem, że prąd anodowy wzrasta w miarę podwyższania napięcia anodowego, osiągając pełną wartość emisyjną dopiero przy pewnym dostatecznie wysokim napięciu anodowym. Ta wartość prądu emisyjnego nosi nazwę *prądu nasycenia*, a napięcie anodowe, niezbędne dla wywołania go, — *napięcia nasycenia*. Prąd nasycenia  $I_{ns}$  jest oczywiście tem większy, im wyższa jest temperatura katody.

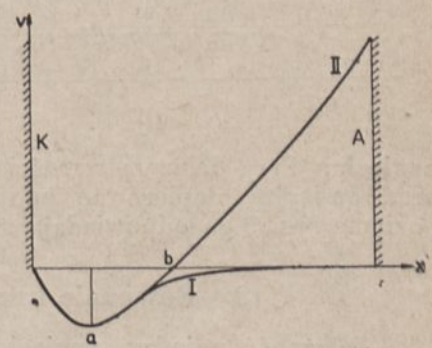


Rys. 7 a.



Rys. 7 b.

A mianowicie: elektrony, wylatujące z katody z pewną szybkością (zależną od temperatury włókna), otaczają katodę w postaci chmurki swobodnych ładunków i działają odpychająco na dalsze elektrony, wydostające się z katody. W dodatku jeszcze atomy, znajdujące się na powierzchni katody, które pozbawione zostały swoich elektronów, przyciągają spowrotem i zobojętniają wolne elektrony, leżące tuż



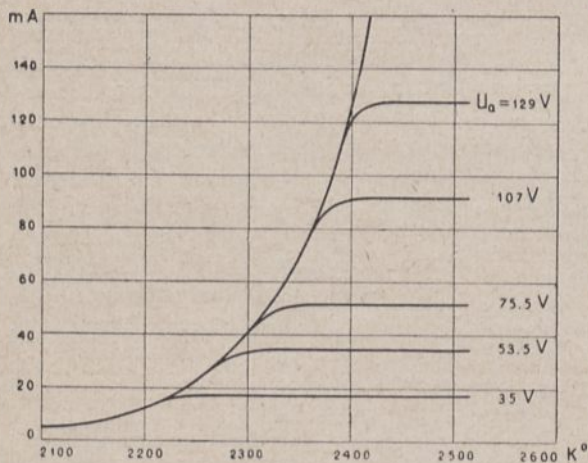
Rys. 8.

przy katodzie. O ile więc na ładunek przestrzenny nie działają siły zewnętrzne, tuż przy katodzie panuje potencjał zerowy, natomiast w miejscu największej gęstości ładunków panuje największy potencjał ujemny (rys. 8). Z chwili, gdy na anodzie pojawi się potencjał dodatni względem katody, linje pola elektrycznego, w ten sposób wytworzonego nie dotrą do katody, lecz skończą się na ładunku przestrzennym (rys. 8 krzywa II). A więc elektrony, które znajdują się pod działaniem pola, doznają przyspieszenia w kierunku anody i zaczynają się poruszać z szybkością

zależną od różnicy potencjałów między anodą a ładunkiem przestrzennym<sup>1)</sup>, tak iż cała przestrzeń między katodą i anodą wypełnia się wkońcu ładunkiem przestrzennym.

Charakterystyczne jest, że teraz w pewnej odległości od katody (punkt b na rys. 8) potencjał na przestrzeni anoda — katoda ponownie przechodzi przez zero.

Im większa jest różnica potencjałów między anodą i ładunkiem przestrzennym, tem szybciej poruszają się elektrony, tem więcej zatem przepływa ich w jednostce czasu przez dany przekrój, innymi słowy *natężenie prądu elektronowego rośnie ze wzrostem napięcia anodowego*. Wzrost ten osiąga swój kres z chwilą, gdy liczba elektronów przyciąganych w jednostkę czasu przez anodę, zrówna się z liczbą elektronów wydzielanych w jednostkę czasu przez katodę. Płyńie wówczas *prąd*



Rys. 9.

nasylenia, którego nie można przekroczyć pomimo dalszego zwiększania napięcia anodowego. W podobny sposób otrzymuje się stan nasylenia, gdy przy stałym, dostatecznie wysokim, napięciu anodowym stopniowo podwyższa się napięcie żarzenia, a temsamem i temperaturę włókna. Wówczas (rys. 9) początkowo prąd emisyjny narasta według krzywej Richardsona, dopóki nie osiągnie wartości nasylenia, odpowiadającej danemu napięciu. Przy dalszym wzroście temperatury osiągnąć można większy prąd emisyjny dopiero po podwyższeniu napięcia anodowego (proste poziome rys. 9-go odpowiadają nasyleniu przy różnych wartościach  $U_a$ ).

## 8. Równanie krzywej prądu anodowego.

Zależność między napięciem anodowym, a prądem anodowym  $I_a = f(U_a)$  czyli t. zw. *charakterystykę anodową* lampy dwuelektrodowej można zdjąć doświadczalnie, zmieniając kolejno  $U_a$  i odczytując odpowiadającą mu wartość  $I_a$ . Otrzyma się wówczas krzywe rys. 7 b, które

<sup>1)</sup> Szybkość tę oblicza się z prawa zachowania energii  $\frac{1}{2} m v^2 = U e$ , stąd  $v^2 = 2 U \frac{e}{m}$  ( $U$  — napięcie,  $e$  i  $m$  — ładunek i masa elektronu). Gdy podstawimy jednost-

ki praktyczne, otrzymamy  $v = 5,95 \cdot 10^7 \cdot U^{1/2}$  cm/sek, przyczem  $U$  jest wyrażone w woltach. (Patrz także T. I, str. 391).

przechodzą w prostą równoległą do osi odciętych (prąd nasycenia) przy tem wyższem napięciu nasycenia, im większy jest prąd żarzenia katody.

Charakterystykę lampy dwuelektrodowej z pominięciem szybkości wyjściowej elektronów i przy założeniu, że katoda jest ekwipotencjalna (nie ma wzdłuż niej spadku prądu żarzenia i prądu anodowego) — które to uproszczenie jest dopuszczalne przy większych wartościach napięcia anodowego — wyrazić można z dostateczną dokładnością równaniem Child'a i Langmuir'a<sup>1)</sup>:

$$I_a = c U_a^{3/2} \quad (6)$$

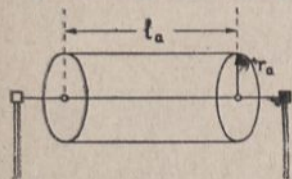
W równaniu tem  $c$  jest wielkością stałą, zależną od wymiarów geometrycznych lampy. Jeżeli prąd anodowy ma być wyrażony w *amperach* — stałą  $c$  można obliczyć z równania:

$$c = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{s_a}{x_a^2}, \quad (7)$$

w którym:

$s_a$  — skuteczna powierzchnia anody w  $\text{cm}^2$ ,  
 $x_a$  — odległość anody od katody w  $\text{cm}$ .

Układy elektrod, spotykane w lampach, można sprowadzić do jednej z dwu podstawowych postaci: do układu cylindrycznego lub do układu płaskiego.



Rys. 10.

a) *Układ elektrod cylindryczny.* Jeżeli anoda jest cylindryczna ( $x_a = r_a$ , rys. 10), a katoda ma średnicę bardzo małą ( $d_k < 0,1 d_a$ ) w porównaniu ze średnicą anody ( $d_a = 2x_a$ ), równanie (7) sprowadza się do postaci (rys. 11 a):

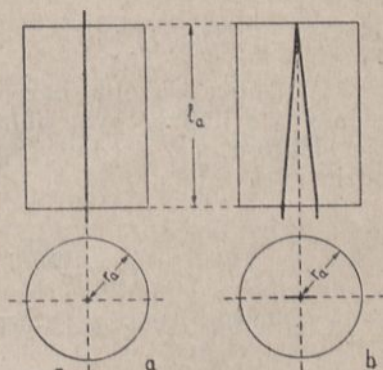
$$c = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{2\pi r_a l_a}{r_a^2} = 14,65 \cdot 10^{-6} \frac{l_a}{r_a}, \quad (8)$$

przyczem  $l_a$  — długość anody i  $r_a$  — promień anody są tu wyrażone w  $\text{cm}$ .

Wzór (8) odnosi się również do katody w kształcie  $V$ , o ile jest umieszczona w środku anody cylindrycznej (rys. 11 b).

Gdy średnicy katody pominąć nie można, jak w przypadku lamp z żarzeniem pośrednim, do wzoru (8) wprowadza się współczynnik  $\beta^2$ , tak, iż stała wyraża się równaniem:

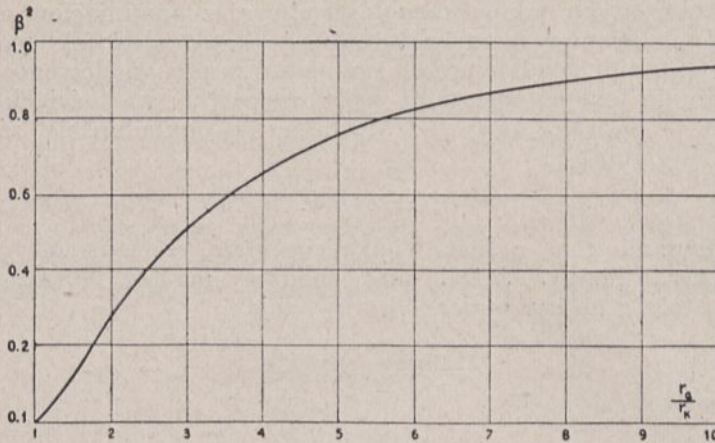
$$c' = 14,65 \cdot 10^{-6} \frac{l_a}{\beta^2 r_a} = \frac{c}{\beta^2}. \quad (9)$$



Rys. 11.

<sup>1)</sup> Wyprowadzenie, patrz Groszkowski. Lampy katodowe.

Zależność współczynnika  $\beta^2$  od stosunku promieni anody  $r_a$  i katody  $r_k$  podaje, według Prince'a, rys. 12. Z przebiegu tej krzywej widać,

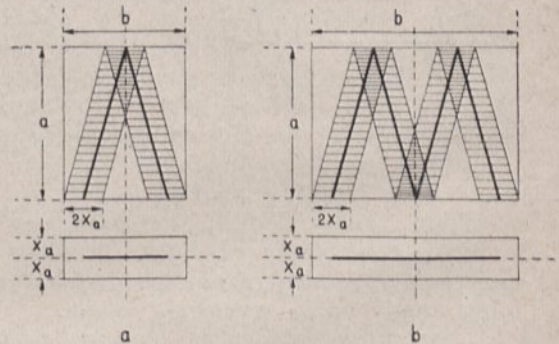


Rys. 12.

że ze zwiększeniem promienia katody, wielkość  $\beta^2$  maleje, a więc  $c'$  rośnie, w czym leży właśnie wyższość lamp z żarzeniem pośrednim nad lampami żarzonymi bezpośrednio.

b) *Układ elektrod płaski.*

Gdy katoda (zwykle kształtu  $V$  lub  $W$ , rys. 13 a i b) umieszczona jest wewnątrz anody spłaszczonej, obliczyć można lampę według Y. Kusonose<sup>1)</sup>, przyjmując skuteczną powierzchnię anody równą obszarowi o szerokości  $2x_a$ , zakreskowanemu na rys. 13 a i b.



Rys. 13.

*Przykłady.*

a) Lampa żarzona bezpośrednio o cylindrycznym układzie elektrod oraz średnicy anody  $2r_a = 12$  mm i długości  $l_a = 25$  mm będzie miała stałą:

$$c = 14,65 \cdot 10^{-6} \frac{2,5}{0,6} = 61 \cdot 10^{-6}.$$

Charakterystykę anodową tej lampy można więc wyrazić równaniem:

$$I_a = 61 \cdot 10^{-6} U_a^{3/2} \quad A = 61 \cdot 10^{-3} U_a^{3/2} \text{ mA}.$$

<sup>1)</sup> Patrz biblijografia do rozdziału I.

Przy napięciu anodowym równym 20 V otrzymamy prąd anodowy:

$$I_a = 61 \cdot 10^{-3} \sqrt{8000} = 5,4 \text{ mA}.$$

b) Dla tej samej lampy, żarzonej pośrednio, z katodą o średnicy 4 mm, znajdziemy z rys. 12:

$$\beta^2 = 0,5,$$

skąd otrzymamy:

$$c' = \frac{c}{\beta^2} = \frac{61 \cdot 10^{-6}}{0,5} = 122 \cdot 10^{-6}.$$

Odpowiednio do tego da ona dwukrotnie większy prąd anodowy, a więc  $I_a = 10,8 \text{ mA}$ .

c) Lampa z anodą spłaszczoną o powierzchni  $a \cdot b = 20 \cdot 20 \text{ mm}^2$  i wysokości  $2x_a = 6 \text{ mm}$  z katodą kształtu V o rozwartości równej  $4x_a = 12 \text{ mm}$  (patrz rys. 13 a).

Powierzchnia skuteczna anody wyniesie (licząc obustronnie) <sup>1)</sup>:

$$s_a = 2 \left( 2x_a a + 2x_a \frac{a}{2} + 2x_a \frac{a}{4} \right) = 7x_a a = 7 \cdot 0,3 \cdot 2 = 4,2 \text{ cm}^2.$$

Stąd:

$$c = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{s_a}{x_a^2} = 2,33 \frac{4,2}{0,3^2} 10^{-6} \cong 110 \cdot 10^{-6},$$

a więc charakterystyka lampy wyraża się równaniem:

$$I_a \cong 110 \cdot 10^{-6} U_a^{3/2} \text{ A}.$$

Prąd anodowy przy  $U_a = 20 \text{ V}$  będzie więc wynosił:

$$I_a \cong 110 \cdot 89 \cdot 10^{-6} \text{ A} \cong 9,8 \text{ mA}.$$

Równanie Langmuira odtwarza z dostateczną dokładnością przebieg prądu anodowego.

Zawodzi ono jednak w pobliżu przejścia do stanu nasycenia oraz na samym początku charakterystyki. Przy niskich napięciach anodowych bowiem nie można pominąć ani spadku napięcia wzdłuż katody, który wywołuje zmianę rozkładu pola elektrycznego dookoła katody, ani też szybkości wyjściowej elektronów, emitowanych z katody.

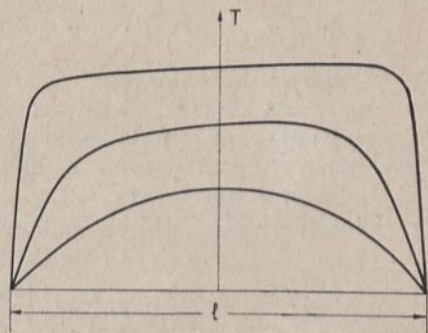
A mianowicie elektrony wychodzące z katody posiadają średnią szybkość, odpowiadającą 0,2 ÷ 0,4 V, a niektóre z nich nawet większą, tak, iż dopiero przy odpowiednim napięciu ujemnym na anodzie, prąd emisyjny spada zupełnie do zera. W tej części charakterystyka posiada przebieg o wiele bardziej złożony. W katodach niejednorodnych, jak np. wolframowych torowanych, występuje ponadto siła elektromotoryczna styku między warstwą toru, a wolframem, wynosząca około + 1,5 V.

<sup>1)</sup> Powierzchnię każdej strony można rozłożyć na 2 równoległoboki i jeden trójkąt.

Skutkiem tego lampa zachowuje się tak, jakgdyby napięcie było podwyższone o 1,5 wolta<sup>1)</sup>, tak iż prąd anodowy spada do zera dopiero przy  $U_a \cong -2 V$ .

W myśl równania Langmuira przebieg prądu emisyjnego przed osiągnięciem wartości nasycenia powinien być niezależny od temperatury włókna. Pomiarы jednakże wykazują, że krzywe zdjęte przy większym napięciu żarzenia mają przebieg bardziej stromy (rys. 7 b). Przyczyna tego zjawiska leży w chłodzeniu końców włókna przez podtrzymujące je wewnątrz lampy podpórki, które z powodu dużej stosunkowo masy intensywnie odprowadzają ciepło.

Skutkiem tego, jak to widać na rys. 14, niecała długość włókna wykazuje tę samą temperaturę i do wzoru Langmuira (jak zresztą i do wzoru Richardsona) należy wstawić długość włókna zredukowaną, t. zw. *długość skuteczną*. Ze wzrostem temperatury włókna wpływ chłodzenia końców maleje i długość skuteczna włókna wzrasta, co ma wpływ na stałą  $c$  równania Langmuira. Celem możliwego wyeliminowania wpływu nierównomierności żarzenia, robi się katody zawsze nieco dłuższe niż anody, tak, by niedożarzone końce katody znajdowały się poza praktycznym zasięgiem działania anody.



Rys. 14.

Znając prąd nasycenia lampy i wymiary anody, można przy pomocy równania Langmuira obliczyć w przybliżeniu napięcie nasycenia lampy. A mianowicie, jeżeli lampa, przeliczona w § 4, ma anodę cylindryczną o wymiarach  $r_a = 1 \text{ cm}$ ,  $l_a = 3 \text{ cm}$ , to napięcie nasycenia dla prądu  $I_{ns} = 275 \text{ mA}$  można obliczyć z zależności:

$$I_{ns} = 14,65 \cdot 10^{-3} \frac{l_a}{r_a} U_{ns}^{3/2} \text{ mA},$$

czyli:

$$U_{ns} = \sqrt[3]{\left(\frac{10^3 r_a I_{ns}}{14,65 l_a}\right)^2} = \sqrt[3]{\left(\frac{275}{14,65 \cdot 3}\right)^2 10^6} = 340 \text{ V}.$$

## 9. Cechy charakterystyki anodowej.

Cechą charakterystyczną krzywej  $I_a = f(U_a)$  jest jej pochodna, czyli t. zw. *nachylenie charakterystyki* (ściśle biorąc jest to nachylenie stycznych do charakterystyki w poszczególnych jej punktach).

Nachylenie charakterystyki wyraża się równaniem (rys. 7 b):

$$S = \lim \frac{\Delta I_a}{\Delta U_a} = \frac{dI_a}{dU_a} = \frac{3}{2} c U_a^{1/2} \quad (10)$$

1) Thomson i Bartlett, J. I. E. E. 1924.



i, jak łatwo się przekonać, ma wymiar przewodności. Dla tego nachylenie charakterystyki anodowej lampy dwuelektrodowej nazwać można również jej *przewodnością dynamiczną*. W szczególności dla cylindrycznego układu elektrod otrzymuje się:

$$S = \frac{dI_a}{dU_a} = \frac{3}{2} \cdot 14,65 \cdot 10^{-6} \frac{l_a}{\beta^2 r_a} U_a^{1/2} A/V = \\ = 22 \cdot 10^{-3} \frac{l_a}{\beta^2 r_a} U_a^{1/2} mA/V, \quad (10 a)$$

zaś dla układu płaskiego:

$$S = \frac{3}{2} \cdot 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{s_a}{x_a^2} U_a^{1/2} A/V = 3,5 \cdot 10^{-3} \frac{s_a}{x_a^2} U_a^{1/2} mA/V. \quad (10 b)$$

Równanie (10 b) można też napisać w postaci:

$$S = A \frac{x_a l_a}{x_a^2} U_a^{1/2} = A \frac{l_a}{x_a} U_a^{1/2} \quad (10 c)$$

( $A$  jest stałą liczbową), wobec czego dla obu układów elektrod można wysunąć wniosek, że przewodność lampy jest wprost proporcjonalna do długości anody, a temsamem i do czynnej długości katody, zaś odwrotnie proporcjonalna do odległości anody od katody. Fizycznie tłumaczy się to w ten sposób, że zwiększenie długości katody zwiększa powierzchnię, na której rozkłada się ładunek przestrzenny, a temsamem zmniejsza zagęszczenie tego ładunku; dzięki temu ułatwiony jest odpływ elektronów od katody do anody. Zwiększenie zaś odległości katoda — anoda zmniejsza przewodność lampy, gdyż zwiększa drogę, jaką muszą przebywać elektrony, poruszające się ku anodzie.

Przewodność lampy, jak wskazuje mnożnik  $U_a^{1/2}$  w równaniu (10), nie jest wielkością stałą, lecz rośnie ze wzrostem napięcia anodowego. Ze wzoru Langmuira wynikałoby, że ten wzrost przewodności jest ciągły, aż do osiągnięcia granicy nasycenia, gdzie  $S$  nagle staje się równe zero. Praktyka wykazuje jednak, że charakterystyka posiada punkt przebiegu, odpowiadający wartości  $S_{\max}$  w okolicy (Möller):

$$I_a = (0,5 \div 0,7) I_{ns}. \quad (11)$$

Pozatem zgodnie z tem, co powiedziano wyżej,  $S$  jest do pewnego stopnia funkcją żarzenia katody.

Odwrotnością nachylenia charakterystyki jest *oporność dynamiczna* lampy dwuelektrodowej:

$$\rho = \frac{dU_a}{dI_a} = \frac{1}{S}. \quad (12)$$

W szczególności dla układu cylindrycznego:

$$\rho = 45,5 \frac{\beta^2 r_a}{l_a} U_a^{-1/2} k\Omega, \quad (12a)$$

dla układu płaskiego zaś:

$$\rho = 286 \frac{x^2}{s_a} U_a^{-1/2} \text{ k}\Omega. \quad (12 \text{ b})$$

Podobnie jak przewodność, oporność dynamiczna lampy dwuelektrodowej jest funkcją napięcia anodowego. Maleje ona ze wzrostem napięcia, aby w punkcie maksymalnego nachylenia charakterystyki osiągnąć wartość najmniejszą, a następnie przechodzi asymptotycznie do nieskończoności (przy prądzie nasycenia).

Od oporności dynamicznej odróżnić należy *oporność statyczną* lampy dwuelektrodowej. Jest to wartość:

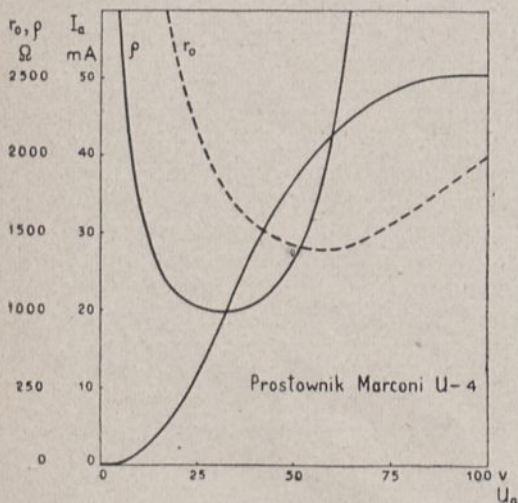
$$r_o = \frac{U_a}{I_a}, \quad (13)$$

mierzona przy prądzie stałym i wyrażona kotangensem kąta nachylenia prostej łączącej początek układu z danym punktem na charakterystyce. Oporność statyczna jest początkowo większa od oporności dynamicznej, przechodzi przez minimum na granicy nasycenia, po przejściu zaś do obszaru nasycenia posiada wartość skończoną, stale rosnącą przy wzroście napięcia.

Rys. 15 podaje zależność  $\rho$  i  $r_o$  od napięcia anodowego dla pewnego typu lampy dwuelektrodowej małej mocy.

W katalogach firm podana jest zwykle oporność dynamiczna lamp dla części charakterystyki o największym nachyleniu, a więc jej wartość najmniejsza. Dla lamp wysokopróżniowych, służących do prostowania wysokich napięć, waha się ona w granicach od 2000 do 150 omów (ostatnia wartość odnosi się do lamp bardzo dużej mocy, z anodą chłodzoną). Oporność dynamiczna lamp prostowniczych bardzo małej mocy dochodzi do kilku tysięcy omów.

Zgodnie z poprzednią dyskusją, oporność dynamiczną lampy, np. o układzie cylindrycznym można zmniejszyć przez zwiększenie długości anody przy równoczesnym zmniejszeniu jej średnicy. Tą drogą doszło się do budowy lamp bliźniaczych, utworzonych z dwu cylindrów, ustawionych obok siebie, których włókna żarzenia połączone są szeregowo (np. Marconi M. R. 9). Lampy żarzone pośrednio, jak to wynika ze wzoru (12 a), mają oporność dynamiczną mniejszą, niż lampy o tych samych wymiarach, żarzone bezpośrednio.



Rys. 15.

### Przykłady.

a) Lampa cylindryczna, żarzona bezpośrednio, przeliczona w poprzednim paragrafie, będzie miała w okolicy  $U_a = 20$  V:

$$S = \frac{3}{2} c U_a^{1/2} = \frac{3}{2} 61 \cdot 10^{-3} \sqrt{20} \cong 0,4 \text{ mA/V}.$$

Odpowiada temu oporność dynamiczna:

$$\rho = \frac{1}{S} = \frac{1}{0,4} = 2,5 \text{ k}\Omega = 2500 \Omega.$$

Oporność statyczna zaś wynosi:

$$r_o = \frac{U_a}{I_a} = \frac{20}{5,4} = 3,7 \text{ k}\Omega = 3700 \Omega.$$

b) Analogicznie znajdziemy dla lampy żarzonej pośrednio:

$$S = \frac{3}{2} 122 \cdot 10^{-3} \sqrt{20} \cong 0,8 \text{ mA/V};$$

$$\rho = \frac{1}{S} = \frac{1}{0,8} = 1,25 \text{ k}\Omega = 1250 \Omega;$$

$$r_o = \frac{20}{10,8} = 1850 \Omega.$$

c) Lampa o układzie płaskim da:

$$S = \frac{3}{2} 110 \cdot 10^{-3} \sqrt{20} \cong 0,73 \text{ mA/V};$$

$$\rho = \frac{1}{S} = \frac{1}{0,73} = 1,36 \text{ k}\Omega = 1360 \Omega;$$

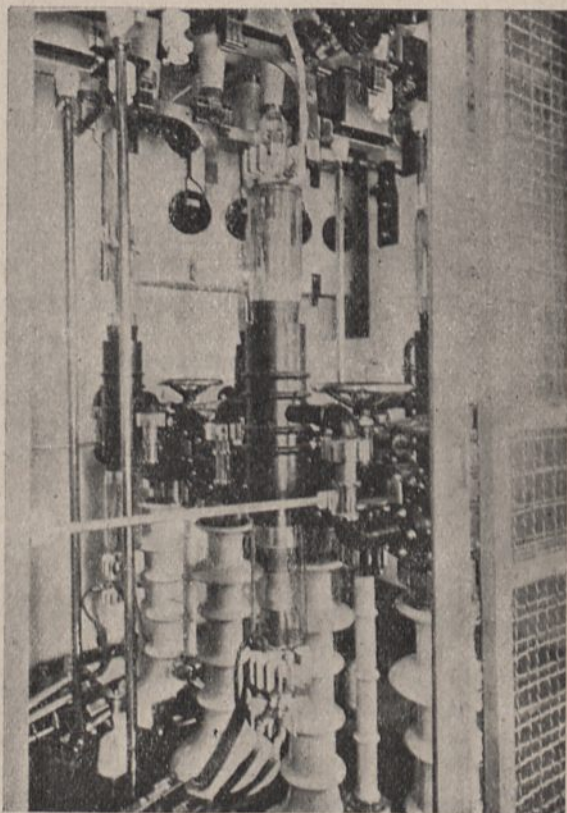
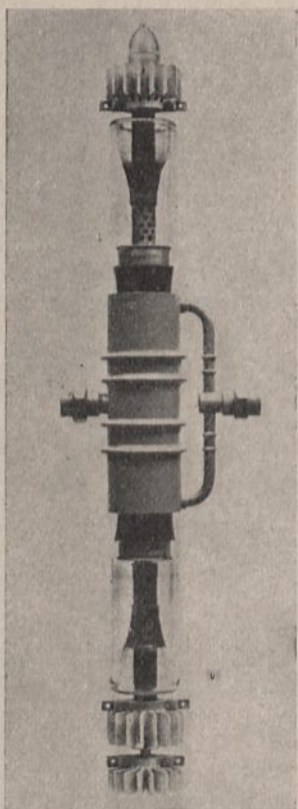
$$r_o = \frac{20}{9,8} = 2,04 \text{ k}\Omega = 2040 \Omega.$$

## 10. Znaczenie fizyczne oporności lampy. Obciążalność anody.

Jeżeli między anodą i katodą lampy dwuelektrodowej działa napięcie stałe  $U_a$ , któremu odpowiada prąd anodowy  $I_a$ , to moc pobierana ze źródła napięcia wyniesie:

$$P_a = U_a I_a. \quad (14)$$

Wobec tego, że w obwodzie zewnętrznym (pomijając oporność baterji znikomo małą w porównaniu z opornością lampy) straty energii



Rys. 16.

Lampa chłodzona wodą „Le Matériel Téléphonique“ typ 3030 A,  $U_a = 20 kV$ , moc użyteczna 120 kW. Zwraca się uwagę na żeberka chłodzące przy doprowadzeniach siatki i katody.

są znikomo małe, moc ta zużywa się wewnątrz lampy na jej oporze statycznym  $r_0$ . Można więc napisać:

$$P_a = \frac{U_a}{I_a} I_a^2 = r_0 I_a^2. \quad (14a)$$

Jeżeli zaś przez lampę przepływa składowa zmienna prądu o wartości  $I_z$ , moc wydzielana przez ten prąd na anodzie wyraża się wzorem:

$$P_z = \rho I_z^2. \quad (15)$$

Nasuwa się teraz pytanie, jaki charakter fizyczny ma oporność lampy. Wiadomo przecież, że prąd emisyjny stanowią elektrony, poruszające się swobodnie w próżni, a więc nie może być mowy o jakimkolwiek zużyciu energii na drodze między katodą i anodą. Straty wobec tego muszą występować w miejscu zetknięcia się elektronów z materią, a więc w anodzie. I rzeczywiście, elektrony dochodząc do anody ze znaczną stosunkowo szybkością, posiadają zapas energii kinetycznej wyrażony równością:

$$\frac{m v^2}{2} = U e,$$

którą to energię przy zderzeniu z anodą oddają w postaci ciepła. Miarą ciepła wydzielonego na anodzie jest właśnie oporność lampy. W lampach dużej mocy energia cieplna oddana przez uderzające elektrony, jest tak znaczna, że zachodzi konieczność sztucznego chłodzenia anody (rys. 16).

Do ciepła, wydzielonego na anodzie skutkiem bombardowania przez elektrony, dochodzi jeszcze ciepło wydzielone w katodzie pod postacią ciepła żarzenia. Część tego ciepła, nie mogąc wypromieniować nazewnątrz, dodatkowo rozgrzewa anodę, tak, iż całkowita moc, wydzielona na anodzie pod postacią ciepła, wynosi:

$$P_a' = P_a + q P_k. \quad (16)$$

Współczynnik  $q$  dla anody z obu stron otwartej przyjąć można, według Kusonose, jako równy 0,5.

Maksymalna moc, która może się wydzielić wewnątrz lampy bez szkody dla całości anody i bez nadmiernego wydzielania przez nią gazów, nazywa się *obciążalnością anody*<sup>1)</sup> tej lampy. Obciążalność, przypadająca na 1 cm<sup>2</sup> powierzchni anody, nosi nazwę *obciążalności właściwej* i zależy od materiału, z którego wykonana jest anoda. Wartość jej wynosi dla niklu 1,5 ÷ 2 W/cm<sup>2</sup> (temperatura rzędu 1200° K), dla molibdenu 5 ÷ 7 W/cm<sup>2</sup> (temperatura 1400 ÷ 1550° K). Podczas gdy anoda niklowa w czasie pracy powinna pozostać ciemna, to molibdenowa może pracować przy ciemno-wiśniowym żarze. Rzadziej stosowane są jako materiał na anody tantal (7 ÷ 8 W/cm<sup>2</sup>,  $T = 1600^\circ K$ ) i wolfram (10 W/cm<sup>2</sup>,  $T = 1700^\circ K$ ).

<sup>1)</sup> Rozpowszechniona jest również nazwa *moc admisyjna*.

W lampach z katodami tlenkowymi obciążenie anody, bez względu na materiał, z którego jest ona wykonana, nie może przekraczać wartości  $0,5 \div 0,7 \text{ W/cm}^2$ , a to ze względu na obawę przeciążenia katody przez ciepło promieniowane z anody. I tak np. lampa Marconi ACT 5 z katodą oszczędnościową, pomimo znacznie większej anody i lepszych warunków chłodzenia, niż odpowiadająca jej lampa MT 5 z katodą wolframową, ma obciążalność anody raczej nieco mniejszą.

Dla lamp dużej mocy chłodzonych wodą lub olejem, które to lampy zazwyczaj mają anody miedziane (Philips stosuje żelazo-chrom), dopuszcza się obciążenie właściwe znacznie większe. Wynosi ono przeważnie dla miedzi  $15 \div 20 \text{ W/cm}^2$  (żelazo-chrom do  $25 \text{ W/cm}^2$ ), lecz dojść może nawet do  $30 \text{ W/cm}^2$  (Radiotron U. V. 207 General Electric Co), przy dostatecznie intensywnym chłodzeniu.

Znając obciążalność właściwą materiału ( $p_a \text{ W/cm}^2$ ), można obliczyć niezbędną powierzchnię chłodzenia anody:

$$s_a = \frac{P_a + q P_k}{p_a} \text{ cm}^2. \quad (17)$$

Niektóre firmy podają dwie liczby dla obciążalności anody swoich lamp: *obciążalność roboczą*, którą lampa wytrzymuje przy trwałej pracy, oraz *obciążalność próbną*, wyrażającą krótkotrwałe przeciążenie lampy w czasie próby (np. w ciągu 5 minut). Obciążenie próbne przekracza obciążenie normalne o  $25 \div 100\%$ .

Stosunek: 
$$\frac{\text{obciążalność próbna}}{\text{obciążalność robocza}},$$

który jest przeważnie tem mniejszy im większa jest moc lampy, można nazwać *współczynnikiem bezpieczeństwa* lampy. Im większa jest bowiem ta liczba, tem większą mamy pewność, że w razie przejściowego przeciążenia lampy (np. w czasie dostrajania obwodów) nie przekroczy się dopuszczalnych granic.

W lampach, umieszczonych w bańkach szklanych, należy również pamiętać, aby nie przeciążyć powierzchni szkła, które, zależnie od gatunku, wytrzymuje obciążenie  $0,25 \div 0,5$  wata na  $\text{cm}^2$  powierzchni. Szczególnie dużą wytrzymałość cieplną wykazuje kwarc, chętnie stosowany do wyrobu bańek dla lamp większej mocy.

Przy obliczeniu obciążenia bańki należy brać pod uwagę *całkowitą moc*, wydzieloną przez wszystkie elektrody, umieszczone w lampie (np. w lampach nadawczych z siatką osłoną, siatka ta wydziela dość znaczną moc).

Jak widać z powyższego, bańka lampy musi posiadać dostatecznie duże wymiary, dostosowane do ilości ciepła wydzielonego w lampie. Dlatego też ostatnio buduje się lampy nadawcze mniejszej mocy z anodą zewnętrzną, stanowiącą równocześnie zamknięcie bańki, na podobieństwo lamp chłodzonych wodą. Umożliwia to bezpośrednie zetknięcie anody z otaczającym powietrzem, zapewniając temsamem skuteczniejsze

jej chłodzenie<sup>1)</sup>. W tym celu zaopatruje się czasami anodę w żeberka dla zwiększenia jej powierzchni chłodzącej. Środek ten stosuje się zresztą i w anodach, umieszczonych wewnątrz bańki szklanej.

Woda, używana do chłodzenia lamp, powinna być możliwie wolna od składników nierozpuszczalnych, mogących wytworzyć na anodzie t.zw. kamień kotłowy (według Tow. Marconi'ego zawartość tych składników nie powinna przekraczać 0,00004).

Dlatego też stosuje się często chłodzenie obiegowe przy pomocy wody oczyszczonej, chłodzonej skolei wodą bieżącą studzienną. Temperatura wody na powierzchni anody nie powinna przekraczać 80° C, przy wyższej temperaturze bowiem następuje silne parowanie, co przeszkadza należytemu chłodzeniu.

Według danych doświadczalnych zużycie wody chłodzącej na minutę wynosi 1 ÷ 2 litrów wody na 1 kW mocy traconej na anodzie, przyczem większa liczba zużycia odnosi się do lamp mniejszej mocy ( $P_a \leq 5 \text{ kW}$ ), a mniejsza — do lamp dużej mocy ( $P_a \geq 50 \text{ kW}$ ). Np. dla lampy o stratach w anodzie równych 20 kW można przyjąć zużycie wody około 1,25 l/kW, co daje zapotrzebowanie 20 · 1,25 = 25 l/min czyli 1,5 m<sup>3</sup>/h.

## 11. Skutki przeciążenia lampy.

Przy silnem przeciążeniu temperatura anody może przekroczyć jej punkt topliwości, a temsamem spowodować zniszczenie anody. Jednakże nawet przeciążenie, leżące znacznie poniżej tej granicy, wpływa szkodliwie na warunki pracy lampy. Przedewszystkiem występuje tu zjawisko *wtórnej emisji elektronów*, polegające na tem, że blacha anody, nagrzana przez bombardujące ją elektrony do temperatury dostatecznie wysokiej, sama zaczyna emitować elektrony. Pomimo, że temperatura anody pozostaje znacznie poniżej temperatury katody, to jednakże wskutek dużej powierzchni anody całkowita emisja wtórna może przybrać wartości dość znaczne. Elektrony wtórnej emisji, jako ładunki ujemne, przeciwdziałają oczywiście strumieniowi elektronów zdążających od katody i, szczególnie w lampach wieloelektrodowych, stają się źródłem szeregu nieprawidłowości w przebiegach elektrycznych wewnątrz lampy.

Drugie, o wiele groźniejsze niebezpieczeństwo przeciążenia anody, leży w wydzielaniu gazów *wchłoniętych* (okludowanych) przez nią w stanie zimnym. Gazy te usuwa się w czasie pompowania lampy, nagrzewając nietylko anodę, ale i wszystkie pozostałe części lampy, a zwłaszcza bańkę szklaną, do temperatury wyższej, niż temperatura w czasie normalnej pracy. Jeżeli jednak wskutek przeciążenia anody przekroczy się temperaturę, w której ona była wyżarzona, to oczywiście będą się wydzielaly gazy, nieusuniete podczas pompowania i będą pogarszały próżnię w lampie. Te t.zw. *resztki gazowe*, ulegając jonizacji przez zderzenie z pędzącymi ku anodzie elektronami, dają jako jony dodatnie

<sup>1)</sup> Tow. Marconi'ego oznacza te lampy przez ACT (air cooled transmitter). Lampy te są zbudowane począwszy od 20 W (lampa ACT 5), a nawet jako odbiorcze (t. zw. Catkin, zdrobniale ACT).

do katody, neutralizując częściowo ładunek przestrzenny, co pociąga za sobą dalszy wzrost prądu anodowego, a temsamem dalsze przeciążenie anody. Przytem gazy te, a zwłaszcza para wodna, azot i tlen, wchodzi w związki chemiczne z rozżarzoną powierzchnią katody, wpływając przez to ujemnie na jej własności emisyjne. Wreszcie niezależnie od własności chemicznych gazów, jony dodatnie, jako cząstki materialne o dużej bezwładności, bombardując katodę, znacznie przyspieszają jej rozpylenie.

Na zasadzie wyliczonych tu zjawisk sprawdzić można dobroć próżni i wyżarzenia anody. Jeżeli bowiem lampę przez kilka minut przeciążemy (obciążalność próbna, patrz poprzedni paragraf) to w lampie z anodą dobrze wyżarzoną prąd anodowy conajwyżej cokolwiek zmaleje skutkiem wtórnej emisji elektronów. Jeżeli natomiast lampka wydziela gazy, poznamy to po stopniowym wzroście prądu anodowego.

W pewnych lampach, do których opróżnienia użyto pomocniczo czynnika pochłaniającego gazy, czyli pochłaniacza (np. fosfor, magnez i t. p. — t. zw. po angielsku *getter*), zdarzyć się może, że podczas przeciążenia prąd anodowy po początkowym wzroście zaczyna pozornie maleć. Dzieje się to pod wpływem pochłaniacza, który po nagraniu się ponownie zaczyna wchłaniać wydzielone przez anodę gazy. Spotyka się jednakże i zjawiska odwrotne, że pochłaniacz rozgrzany zaczyna wydelać gazy pochłonięte podczas pompowania lampy. Dlatego też lampy, pompowane przy użyciu pochłaniacza, wymagają dużej ostrożności przy obsłudze ich.

## 12. Dane charakterystyczne lampy dwuelektrodowej.

Ażeby osiąść wszechstronny obraz wewnętrznych warunków pracy lampy dwuelektrodowej, należy zdjąć następujące charakterystyki:

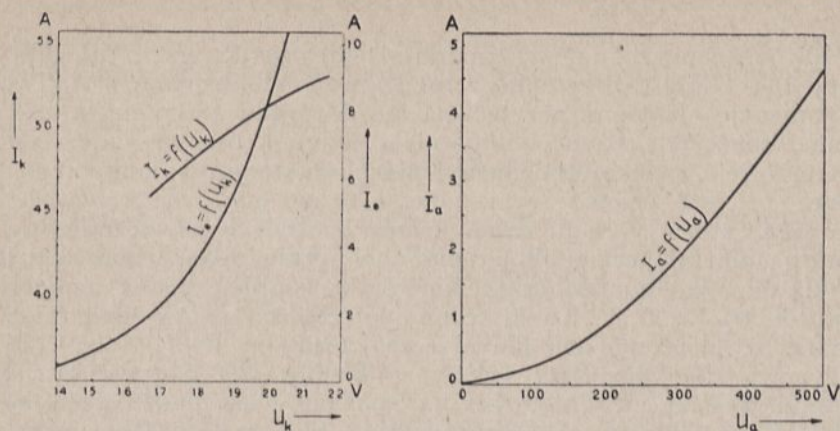
- 1) charakterystykę katody  $I_k = f(U_k)$ ,
- 2) charakterystykę emisji  $I_e = f(U_k)$  (najlepiej jest podać  $I_e$  w skali logarytmicznej),
- 3) charakterystykę anodową  $I_a = f(U_a)$ , przy normalnem żarzeniu, podanem przez konstruktora, i ewentualnie
- 4) charakterystykę obciążenia katody  $I_e/P_k = f(U_k)$ .

Przytem niezbędne są następujące dane lampy:

- 1) napięcie żarzenia katody,
- 2) obciążalność anody (zwłaszcza, że przy pomiarze prądu emisyjnego łatwo można tę wartość przekroczyć),
- 3) dopuszczalne napięcie anodowe,
- 4) prąd nasycenia przy normalnem żarzeniu katody. (Tow. Marconi'ego podaje dla lamp wielkiej mocy dane, odnoszące się do 90% dopuszczalnego prądu nasycenia, zalecając temsamem pracę w warunkach, zapewniających większą trwałość lampy).

Na rys. 17 podane są wymienione powyżej charakterystyki dla prostownika dużej mocy.

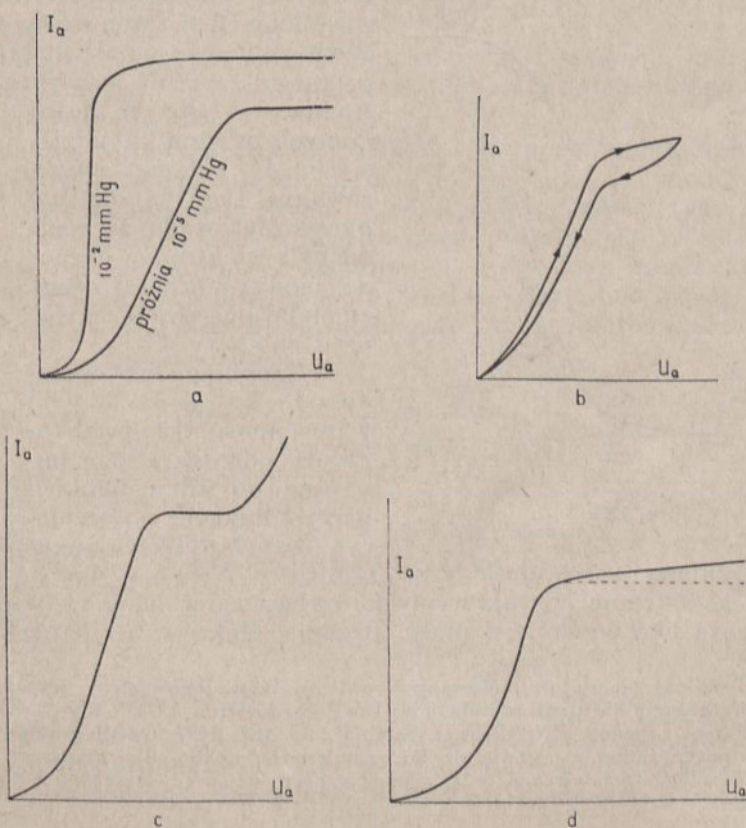




Rys. 17. Prostownik Marconi MR 9.

### 13. Nieprawidłowości charakterystyki anodowej.

Charakterystyka anodowa lampy może wykazywać pewne nieprawidłowości, których przyczyną bywa albo obecność gazów w lampie, albo też wpływ prądu żarzenia na strumień elektronów.

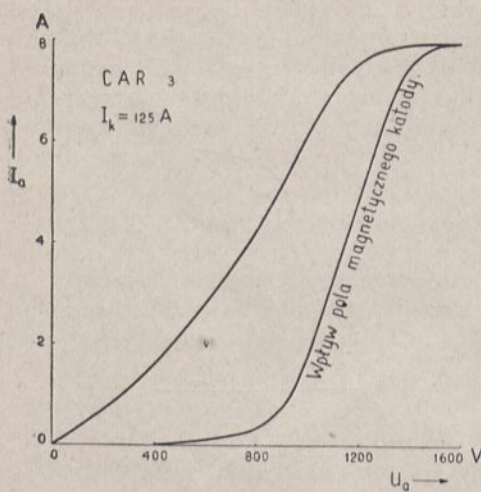


Rys. 18.

Gdy we wnętrzu lampy znajdują się cząstki gazu, ulegają one jonizacji na skutek zderzenia z pędzącymi elektronami. Wyzwolone przez jonizację elektrony przyłączają się do prądu emisyjnego, zaś jony dodatnie, dążąc do katody, zobojętniają ładunek przestrzenny. Następstwem tego jest zwiększenie nachylenia charakterystyki lampy (rys. 18 a). Zjawisko to jest celowo wyzyskane w t. zw. *lampach jonowych* czyli *gazotronach*, które w celu zmniejszenia oporności wewnętrznej są wypełniane gazami lub parami obojętnymi chemicznie (neon, argon, para rtęci).

Przy odpowiednim doborze ciśnienia w lampie, spadek napięcia nie przekracza  $16 \div 20$  V, dzięki czemu szybkość jonów dodatnich jest tak mała, iż uderzenia ich nie niszczą katody<sup>1)</sup>.

Typowa dla obecności gazów w lampie jest krzywa (rys. 18 b), przypominająca krzywą histerezy, a spowodowana opóźniającą się rekombinacją jonów przy obniżaniu napięcia anodowego. Wydzielanie się gazów przez nagrzaną anodę charakteryzuje krzywa rys. 18 c. Po przekroczeniu pewnej wartości obciążenia anody, następuje tu wydzielenie się gazów i samoczynna jonizacja. Łagodne wznoszenie się charakterystyki po przekroczeniu nasycenia, jak na rys. 18 d, nie jest wynikiem obecności gazów, lecz pochodzi przedewszystkiem od powrotnego nagrzania katody przez nagrzaną anodę. (Patrz § 10). Na zjawisko to



Rys. 19 a.  
(według J. Picken'a)

czule są przedewszystkiem lampy z włóknem oszczędnościowem. Ciekawy jest wpływ pola magnetycznego prądu żarzenia na strumień elektronowy w lampach dużej mocy, żarzonych prądem kilkudziesięciu do kilkuset amperów (rys. 19 a)<sup>2)</sup>. Pole magnetyczne prądu żarzenia odchyła elektrony, dążące do anody, z prostej drogi, zmniejszając w ten sposób prąd anodowy<sup>3)</sup>.

Zapobiega się tej niedogodności między innymi w ten sposób, że prąd żarzenia odbywa drogę powrotną po kilku cienkich przewodnikach, otaczających współśrodkowo umie-



Rys. 19 b.

szczony grubszy przewodnik (rys. 19 b).

Zniekształcenie charakterystyki, zwłaszcza w lampach wielosiatkowych, może być wywołane przez drgania elektryczne bardzo wielkiej

<sup>1)</sup> Trwałość pierwotnie budowanych prostowników jonowych na wysokie napięcia (z katodą Wehnelta) nie przekraczała kilkudziesięciu godzin.

<sup>2)</sup> Patrz J. Picken, Wir. Proc. I. E. E. II, str. 162, 1927. Oddziaływanie pola magnetycznego prądu żarzenia pojawia się już przy prądzie rzędu kilku amperów.

<sup>3)</sup> Zasada oddziaływania pola magnetycznego na prąd anodowy jest wyjaśniona w rozdziale V.

częstotliwości (t. zw. drgania elektronowe), które mogą całkowicie zmienić przebieg charakterystyki. Zjawisko to jest omówione w rozdziale V.

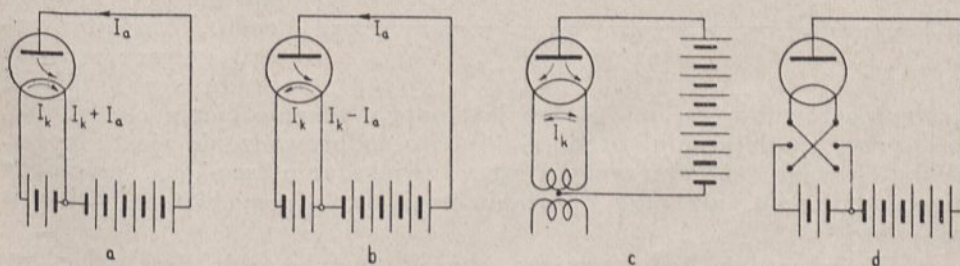
#### 14. Zasilanie katody.

Regulacja prądu żarzenia lamp możliwa jest zasadniczo albo *na stałe natężenie prądu*, albo *na stałe napięcie*. Przeważnie stosuje się drugi z tych sposobów, głównie ze względu na większą dogodność — łatwo bowiem użyć jednego woltomierza dla dokonania pomiarów kolejno na szeregu lamp o napięciach żarzenia tego samego rzędu, ale o różnych prądach żarzenia. Pozatem — przy niskich napięciach i bardzo dużych prądach — woltomierz powoduje mniejsze straty mocy niż amperomierz. Wreszcie — przy stałym napięciu — w miarę rozpylania włókna zmniejsza się samoczynnie prąd, nie powodując przeciążenia katody, co miałyby miejsce przy regulacji na stały prąd żarzenia.

Wyjątek stanowią lampy odbiorcze o żarzeniu pośrednim, zasilane wprost z sieci prądu silnego, bez pośrednictwa transformatora zniżającego napięcie. Lampy te, o starannie kalibrowanej średnicy włókna i napięciu żarzenia  $9 \div 20 V$ , łączy się po kilka szeregowo, tak iż przez wszystkie przepływa ten sam prąd żarzenia. Jest to więc typowy przypadek regulacji na stałe natężenie prądu.

Regulacja prądowa ma również miejsce w lampach, których obwód żarzenia zawiera t. zw. warjator, utrzymujący stałe natężenie prądu w obwodzie (patrz niżej).

Znaczny wpływ na trwałość włókna ma sposób przyłączenia obwodu anodowego do katody. Jeżeli ujemny biegun obwodu anodowego przyłączony jest do ujemnego końca włókna, to przy końcu tym oba prądy sumują się i włókno jest w tym miejscu przeciążone (rys. 20 a). Gdy natomiast przyłączyć obwód anodowy do dodatniego końca katody, koniec ten pracuje przy niższej temperaturze, gdyż oba prądy odejmują się (rys. 20 b). Najbardziej równomiernie pracuje katoda żarzona prądem



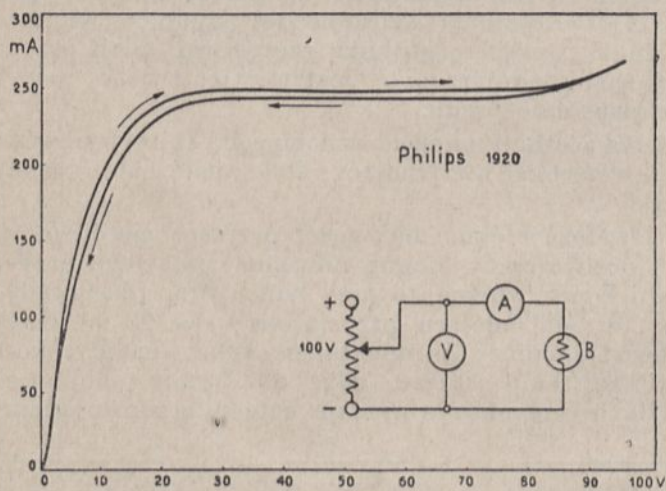
Rys. 20.

zmiennym, wówczas bowiem łatwo przyłączyć odprowadzenie prądu anodowego do środkowego punktu transformatora żarzenia (rys. 20 c), lub załączonego równolegle do włókna potencjometru, a wskutek zmian kierunku prądu żarzenia oba końce włókna są na zmianę przeciążane i od-

ciążane<sup>1)</sup>. Dlatego do żarzenia lamp dużej mocy stosuje się najchętniej prąd zmienny. Gdy specjalne warunki wymagają żarzenia prądem stałym (jak np. w nadajnikach radjofonicznych), powinno się co 24 godziny przełączać końce katody (rys. 20 d). Wpływ prądu anodowego na katodę uwydatnia się szczególnie w lampach oszczędnościowych o dużej emisji, gdzie prąd emisyjny stanowi znaczny odsetek prądu żarzenia.

W urządzeniach lampowych, zasilanych prądem o niezbyt stałym napięciu (przenośne stacje wojskowe, odbiorniki zasilane z sieci oświetleniowej, a zwłaszcza z sieci małych elektrowni prądu stałego i t. p.) stosuje się regulację prądu żarzenia przy pomocy wspomnianych już warjatorów (z ang. baretter), włączonych szeregowo w obwód żarzenia.

Warjator jest to cienki drucik żelazny, umieszczony w bańce szklanej wypełnionej gazem obojętnym chemicznie (najczęściej wodorem) pod ciśnieniem około 0,1 atmosfery. Dzięki bardzo dużemu współczynnikowi temperatury żelaza, oporność drucika szybko rośnie ze wzrostem natężenia prądu wskutek czego warjator utrzymuje prawie że stałe natężenie prądu w szerokich granicach zmian napięcia na zaciskach (rys. 21):



Rys. 21.

Mechanizm działania warjatora jest następujący: przy nagłym podwyższeniu napięcia prąd nagle wzrasta, lecz w miarę nagrzewania się drucika rośnie jego oporność i prąd asymptotycznie wraca do dawnej wartości.

Podobne zjawisko, oparte na stygnięciu drucika, występuje przy obniżeniu napięcia zasilającego. Zauważyć należy, że przy wzroście prądu tem szybciej

następuje równowaga, im gorsze jest odprowadzenie ciepła od drucika, zaś przy zmniejszeniu prądu — im to odprowadzenie jest lepsze. Wskutek tego charakterystyka przy zwiększaniu napięcia przebiega nieco odmiennie, niż przy obniżaniu napięcia, (t. zw. histereza cieplna warjatora).

Warjator daje korzystniejszą charakterystykę, gdy jest włączony w szereg z katodą lampy, dla której regulacji jest przeznaczony. Katoda bowiem, sama posiadając pewną bezwładność cieplną, wspomaga działanie warjatora.

<sup>1)</sup> Według konstruktorów lamp, żarzenie prądem zmiennym przedłuża życie lampy o  $50 \div 100\%$ .

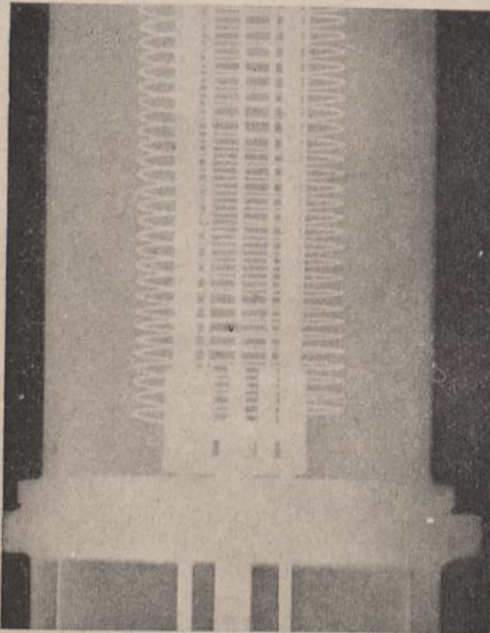
Szczególnie starannej regulacji żarzenia wymagają lampy wypełnione parą rtęci. Jeżeli bowiem w tych lampach napięcie żarzenia spadnie więcej niż o 5%, para rtęci zaczyna kondensować się i osiada na katodzie, co łącznie ze zmniejszeniem ciśnienia i związanym z tem wzrostem spadku napięcia na lampie powyżej dopuszczalnej granicy (16 ÷ 20 V) może doprowadzić do zniszczenia lampy.

---

## ROZDZIAŁ II.

### LAMPA TRÓJELEKTRODOWA.

Myśl elektrostatycznego oddziaływania na strumień elektronów, poruszających się wewnątrz lampy, powziął już w roku 1898 Lenard, umieszczając w tym celu w rurze katodowej elektrodę pomocniczą, zaopatrzoną w otwory. Urządzenie to stanowi podstawę nowoczesnej *lampy trójelektrodowej* czyli *triody*, zawierającej między anodą i katodą trzecią elektrodę o postaci spiralnej lub siatkowej, noszącą nazwę *siatki* (rys. 22). Elektroda, znajdującą się bliżej ładunku przestrzennego niż anoda, oddziałuje wobec tego na strumień elektronów silniej od anody, można więc za pomocą tej elektrody wywoływać znaczne stosunkowo zmiany prądu anodowego przy pomocy niewielkich zmian potencjałów. A więc dzięki wprowadzeniu siatki lampa elektronowa staje się przekaźnikiem elektrostatycznym, zdolnym do przekształcenia małych wahań napięcia, doprowadzonego do siatki, na znaczne wahania prądu w obwodzie anodowym.



Rys. 22.

Zdjęcie rentgenologiczne lampy Philips TA 20/250 (20 kV napięcia anodowego, 250 kW mocy użytecznej). Na zdjęciu widać bifilarną grubą katodę oraz siatkę w postaci spirali.

jącego katodę, nie dopuszczać linii pola elektrycznego, wychodzących

#### 1. Charakterystyki lampy trójelektrodowej.

Idealna siatka powinna posiadać żeberka nieskończenie cienkie, by nie stanowiły one przeszkody dla przepływającego strumienia elektronów, równocześnie zaś powinna być idealnie gęsta, aby do ładunku przestrzennego, otaczającego

z anody. Jeżeli obydwa te warunki będą spełnione, ruch elektronów zależny będzie jedynie od pola elektrycznego, wytwarzanego między siatką i katodą, a prąd anodowy będzie funkcją różnicy potencjałów, siatki i ładunku przestrzennego. Siatka będzie wówczas stanowiła doskonałą osłonę elektrostatyczną między obydwoma elektrodami głównymi, hamując strumień elektronów, wysyłany przez katodę, lub przepuszczając go przez swe otwory, zależnie od tego, czy będzie miała potencjał ujemny, czy też dodatni w stosunku do ładunku przestrzennego, otaczającego katodę.

Do lampy z taką idealną siatką można dostosować równanie Langmuira, odnosząc je do wymiarów i napięcia siatki:

$$I_a = c_s U_s^{3/2}, \quad (18)$$

jeżeli przez  $c_s$  oznaczyć stałą geometryczną odniesioną do siatki, a przez  $U_s$  napięcie siatki względem katody.

Im mniej gęsta będzie siatka, oraz im bardziej będzie ona oddalona od katody, tem mniej doskonale będzie jej działanie osłonne w stosunku do pola elektrycznego anody. Wpływ tej elektrody będzie mały, aż w końcu, gdy siatka będzie umieszczona blisko anody i będzie miała stosunkowo bardzo duże otwory, wpływ jej na strumień elektronów będzie znikomy i lampa upodobni się do lampy dwuelektrodowej.

Przy wykonaniu lampy trójelektrodowej dąży się w miarę możliwości, do stworzenia siatki idealnie gęstej i idealnie drobnej. Jednakże bezpośredniego działania pola elektrycznego anody na ładunek przestrzenny zniweczyć zupełnie nie można.

Wobec tego w lampie rzeczywistej prąd anodowy jest funkcją dwu czynników: potencjału siatki względem katody i potencjału anody względem katody (ściśle biorąc — funkcją tych potencjałów względem ładunku przestrzennego), co można wyrazić równaniem:

$$I_a = f(U_s, U_a). \quad (19)$$

Im bardziej siatka zbliża się do idealnej, tem bardziej jej działanie przeważa działanie anody, tem mniejszy zatem jest wpływ bezpośredni potencjału anody. Wpływ ten wyraża się wtedy pewnym ułamkiem całkowitej liczby linii pola elektrycznego, wychodzących z anody, gdyż większość ich kończy się na siatce, nie mogąc pokonać jej działania osłonnego. Ta część linii sił, która przedostaje się przez oczka siatki do ładunku przestrzennego, wywołuje bezpośrednio przyspieszenie pewnej liczby elektronów w kierunku ku anodzie, niezależnie od działania siatki.

Poprzednie rozumowania można sprawdzić doświadczalnie, zdejmując dla lampy trójelektrodowej *charakterystyki prądu zmiennego*. Charakterystyki te będą oczywiście funkcją dwu zmiennych niezależnych: napięcia anodowego i napięcia siatkowego, wobec czego rozszerzy się układ służący do pomiaru (oprócz obwodu anodowego dochodzi jeszcze

obwód siatkowy, rys. 23), pomiar zaś musi być wykonany stopniowo t. zn. utrzymując jedno napięcie stałe, a zmieniając kolejno drugie. W ten sposób otrzymuje się grupy charakterystyk:

$$I_a = f(U_s)_{U_a = \text{const}}, \quad (20)$$

przy różnych wartościach  $U_a$ , lub:

$$I_a = f(U_a)_{U_s = \text{const}}, \quad (20 a)$$

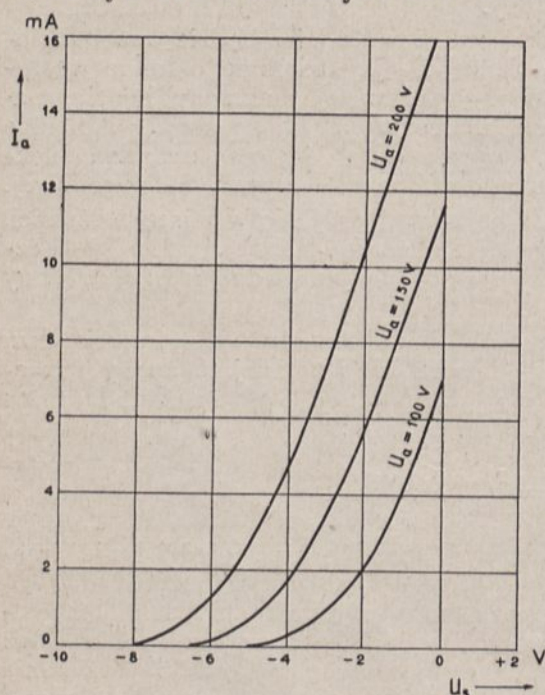
przy różnych wartościach  $U_s$ .

Typowe wykresy zbiorów charakterystyk w obu układach podane są na rys. 24 a i b. Krzywe obu układów są funkcjami tych samych zmiennych, można więc, mając zdjęte charakterystyki w jednym układzie, przekształcić je graficznie na układ drugi.

Podane dla przykładu charakterystyki dowodzą, że prąd anodowy rośnie lub maleje zarówno pod wpływem napięcia anodowego, jak i napięcia siatkowego i że zmiany prądu, wywołane przez pewien przyrost (dodatni lub ujemny) napięcia siatkowego są większe, niż zmiany prądu wywołane przez taki sam przyrost napięcia anodowego.

Istnieje wreszcie trzeci układ wyrażający związek między napięciami  $U_s$  i  $U_a$  przy stałej wartości prądu anodowego (rys. 24 c):

$$U_s = f(U_a)_{I_a = \text{const}}, \quad (20 b)$$

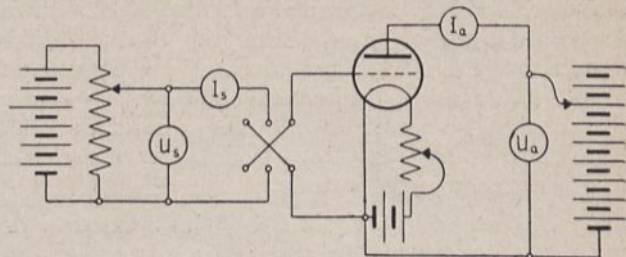


Rys. 24 a.

bardzo dogodny np. przy rozpatrywaniu modulacji generatorów lampowych.

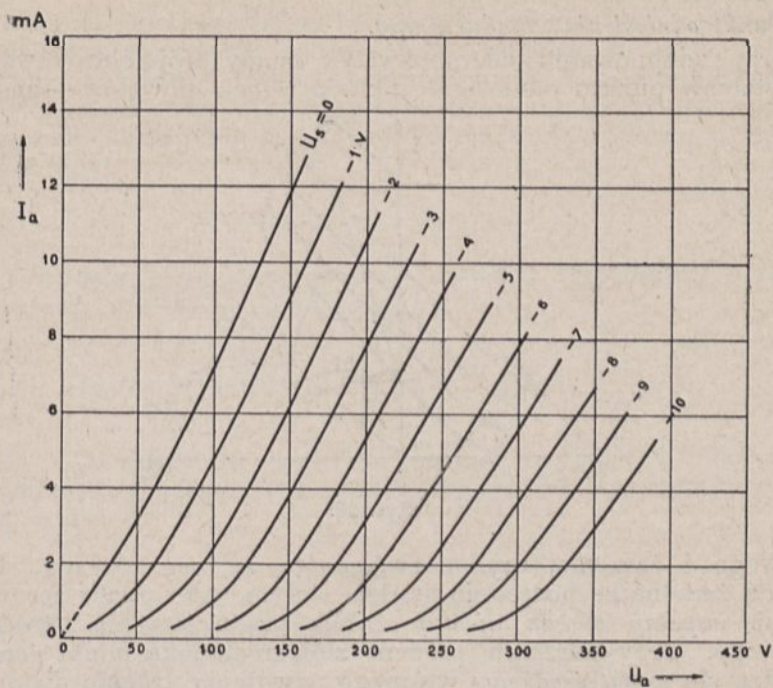
Graficzna transformacja jednego układu charakterystyk na drugi jest bardzo prosta, można więc zdejmować charakterystyki w dowolnym układzie współrzędnych, a następnie przekształcić na inny.

Zbiór charakterystyk można również przedstawić w układzie trójwymiarowym, jak na rys. 25.

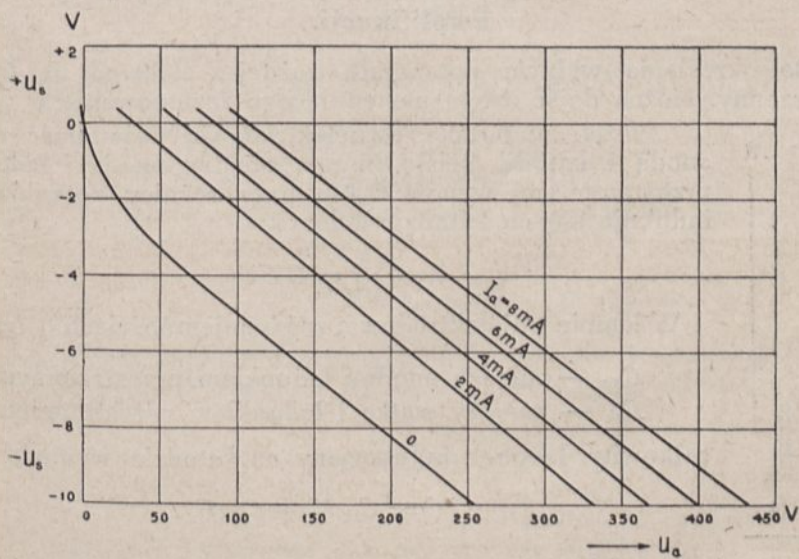


Rys. 23.





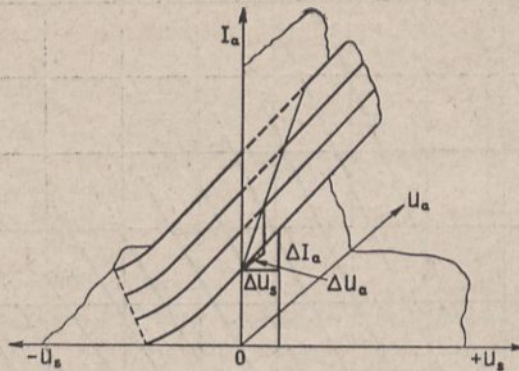
Rys. 24 b.



Rys. 24 c.

Punkt odniesienia układu lampy.

Przy zdejmowaniu charakterystyk lampy trójelektrodowej ważne jest ustalenie punktu odniesienia układu trzech obwodów — anodowego,



Rys. 25.

siatkowego i żarzenia, czyli t. zw. punktu zerowego układu. Dla lamp z katodą żarzoną bezpośrednio prądem stałym, jako punkt zerowy przyjmuje się *wspólny biegun ujemny* źródła prądu żarzenia i źródła prądu anodowego. Przy żarzeniu prądem zmiennym jako punkt zerowy wprowadza się *punkt środkowy* wtórnego uzwojenia transformatora żarzenia. Przy żarzeniu pośrednim katodę łączy się bezpośrednio z biegunem ujemnym źródła prądu anodowego.

## 2. Równanie charakterystyk lampy trójelektrodowej. Współczynnik amplifikacji.

Do określenia wpływu potencjału każdej z elektrod na ładunek przestrzenny, można dojść drogą następującego rozumowania:

Jeżeli w lampie dwuelektrodowej pojemność między anodą i katodą (ściśle biorąc, między anodą i ładunkiem przestrzennym) wynosi  $C$ , to przy różnicy potencjałów  $U$  indukuje się na katodzie ładunek:

$$Q = C U. \quad (a)$$

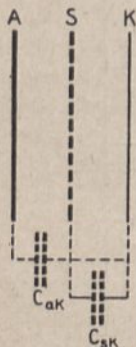
W lampie trójelektrodowej zaś o pojemnościach <sup>1)</sup> (rys. 26):

$C_{ak}$  — między anodą i ładunkiem przestrzennym, oraz

$C_{sk}$  — między siatką i ładunkiem przestrzennym,

całkowity ładunek indukowany na katodzie wynosi:

$$Q = C_{sk} U_s + C_{ak} U_a. \quad (b)$$



Rys. 26.

<sup>1)</sup> Są to pojemności między samymi tylko elektrodami, a nie pojemności całkowite łącznie z doprowadzeniami i oprawkami (patrz rozdział V).

Posługując się równaniem (b) można zastąpić lampę trójelektrodową lampą dwuelektrodową, której anoda znajduje się w miejscu siatki lampy trójelektrodowej, i której potencjał względem ładunku przestrzennego wywiera taki sam wpływ na strumień elektronowy, jak wypadkowe działanie obu potencjałów lampy trójelektrodowej. Warunek ten będzie spełniony, gdy:

$$C_{sk} U_s + C_{ak} U_a = C U. \quad (c)$$

Z równania (c) obliczyć można potencjał wypadkowy czyli *potencjał zastępczy, odniesiony do płaszczyzny siatki*:

$$U = \frac{1}{C} (C_{sk} U_s + C_{ak} U_a) = \frac{C_{sk}}{C} \left( U_s + \frac{C_{ak}}{C_{sk}} U_a \right), \quad (d)$$

przyczem z dostateczną ścisłością można przyjąć, że pojemność tej anody zastępczej jest równa sumie pojemności obu elektrod — siatki i anody, czyli<sup>1)</sup>:

$$C = C_{sk} + C_{ak}. \quad (e)$$

Wprowadzając oznaczenia:

$$\frac{C_{sk}}{C_{ak}} = K, \quad (21)$$

a więc:

$$\frac{C_{sk}}{C} = \frac{K}{K+1}, \quad (21 a)$$

otrzymuje się wzór na napięcie zastępcze, działające w płaszczyźnie siatki, w postaci:

$$U = \frac{K}{K+1} \left( U_s + \frac{U_a}{K} \right), \quad (f)$$

lub też:

$$U = \frac{1}{K+1} (K U_s + U_a). \quad (g)$$

Jeżeli jest spełniony warunek  $K \gg 1$ , co w większości lamp ma miejsce, to zamiast równania (f) można napisać w przybliżeniu:

$$U \cong U_s + \frac{U_a}{K}. \quad (h)$$

<sup>1)</sup> Zmniejszenie pojemności siatki, spowodowane jej otworami, wyrównuje pojemność anoda — katoda, dzięki czemu sumę obu tych pojemności cząstkowych można uważać za równą pojemności elektrody jednolitej, umieszczonej w miejscu siatki.

A zatem, przez analogję do równania Childa — Langmuira, można napisać, opierając się na równaniu (f), t. zw. równanie Barkhausena:

$$I_a = c_s \left( \frac{K}{K+1} \right)^{3/2} \left( U_s + \frac{U_a}{K} \right)^{3/2}, \quad (23)$$

lub

$$I_a = c_s \left( \frac{1}{K+1} \right)^{3/2} (KU_s + U_a)^{3/2}, \quad (24)$$

w którym:

$$c_s = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{S_s}{x_s^2},$$

gdzie  $x_s$  jest odległością siatki od katody (ładunku przestrzennego), a  $S_s$  — powierzchnią fikcyjnej elektrody zastępczej w miejscu siatki (powierzchnią siatki bez uwzględnienia oczek).

Jeżeli  $K$  jest dostatecznie wielkie wobec jedności, to można uwzględnić przybliżenie (h), co upraszcza równanie (23) i (24) do postaci:

$$I_a = c_s \left( U_s + \frac{U_a}{K} \right)^{3/2}, \quad (23 a)$$

oraz:

$$I_a = c_s \frac{1}{K^{3/2}} (KU_s + U_a)^{3/2}. \quad (24 a)$$

Wielkość:

$$K = \frac{C_{sk}}{C_{ak}}$$

nosi nazwę *współczynnika amplifikacji* (napięciowej) lampy trójelektrodowej.

Pojęcie współczynnika amplifikacji posiada bardzo doniosłe znaczenie dla teorii lampy trójelektrodowej. Opiera się na niem najbardziej ogólne zastosowanie tej lampy, jako *wzmacniacza* prądów elektrycznych, polegające w zasadzie na tem, że *każda zmiana wywołana w różnicy potencjałów, występującej między siatką a katodą, wywiera na przepływ prądu anodowego takie działanie, jakie wywarłaby K-krotnie większa zmiana różnicy potencjałów między anodą a katodą.*

W ten sposób lampa trójelektrodowa jest niejako *transformatorem* napięcia o przekładni  $K$ , jest jednak równocześnie *przekaznikiem*, albowiem energii wyzwalanej w obwodzie wtórnym (anodowym), nie czerpie z obwodu pierwotnego (obwodu siatki), lecz pobiera ją ze źródła miejscowego, którym jest bateria anodowa. Przytem lampa trójelektrodowa jest *przekaznikiem* wolnym od bezwładności mechanicznej, gdyż przekazywanie zmian energii odbywa się tu dzięki elektrostatycznemu oddziaływaniu siatki na strumień swobodnych elektronów. Sprawia to, że

łampa trójelektrodowa, zwana też *przekaznikiem elektronowym*, zdolna jest przekazywać wiernie zmiany napięcia siatki rzędu milionów okresów na sekundę.

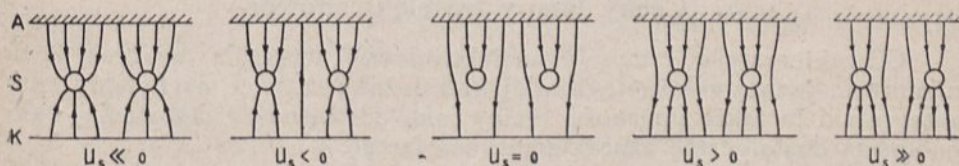
W literaturze niemieckiej, a za nią i rosyjskiej, spotyka się zamiast współczynnika amplifikacji jego odwrotność:

$$D = \frac{1}{K} = \frac{C_{ak}}{C_{sk}}, \quad (25)$$

zwaną — według Barkhausena — *współczynnikiem przenikania* lampy czyli *przenikiem* (niem. Durchgriff, od durchgreifen — przedostawać się, przenikać<sup>1)</sup>). Współczynnik przenikania wyraża, jaki ułamek linii pola elektrycznego anody przenika, pomimo działania osłonnego siatki, bezpośrednio do ładunku przestrzennego, jest więc miarą niedoskonałości budowy siatki.

### 3. Rozmieszczenie pola elektrycznego wewnątrz lampy trójelektrodowej.

Działanie siatki w lampie trójelektrodowej wyjaśnia najlepiej wykresy rys. 27, przedstawiające rozmieszczenie pól elektrycznych wewnątrz lampy przy różnych potencjałach siatki względem katody.



Rys. 27.

Gdy potencjał siatki jest znacznie niższy od potencjału katody ( $U_s \ll 0$ ), wszystkie linie pola elektrycznego anody kończą się na siatce, nie mogąc dojść do ładunku przestrzennego. A że i względem katody siatka posiada znaczny potencjał ujemny, pole „siatka — katoda” skierowane jest ku siatce, uniemożliwiając ruch elektronów od katody. Prąd anodowy równa się zero.

Gdy wartość bezwzględna ujemnego potencjału siatki zmniejszy się ( $U_s < 0$ ), część linii pola anody zaczyna przenikać ku ładunkowi przestrzennemu katody. Dzięki temu część elektronów, zawartych w tym ładunku, doznaje przyspieszenia wzdłuż tych linii, tworząc prąd anodowy.

Z chwilą zrównania się potencjału siatki z potencjałem katody ( $U_s = 0$ ), pole „siatka — katoda” znika, a ilość linii dochodzących z anody do katody rośnie, powodując dalszy wzrost prądu anodowego.

Skoro siatka otrzyma potencjał dodatni względem katody ( $U_s > 0$ ), powstaje ponownie pole elektryczne „siatka — katoda”, lecz w kierunku przeciwnym, a zarazem następuje dalszy wzrost linii dochodzących

<sup>1)</sup> Spotyka się również nazwę „przechwył”.

z anody do katody. Otrzymujemy teraz dalszy wzrost prądu anodowego pod wpływem działania przyspieszającego nie tylko anody, ale i siatki. Teraz jednakże pod działaniem linii pola elektrycznego, wychodzącego z siatki część elektronów odgalebia się od głównego strumienia i porusza się wzdłuż tych linii, dając początek prądowi, płynącemu między katodą i siatką t. zw. *prądowi siatkowemu*.

Dalsze podwyższanie potencjału dodatniego siatki ( $U_s \gg 0$ ), powoduje co prawda dalszy wzrost prądu anodowego, lecz kosztem tego prądu rośnie również prąd siatkowy.

Stąd wynika, że tylko przy ujemnych (względem katody) potencjałach siatki, prąd emisyjny katody jest zarazem prądem anodowym. Z chwilą bowiem, gdy potencjał siatki staje się dodatni, pochłania ona część prądu emisyjnego, tak, iż mamy:

$$I_c = I_a + I_s, \quad (26)$$

i dlatego przy dodatnich potencjałach siatki należy odróżniać rzeczywisty prąd anodowy od prądu emisyjnego.

Przy wyższych napięciach siatkowych i stosunkowo niskich napięciach anodowych zjawisko staje się bardziej złożone z powodu wtórnej emisji elektronów z anody i z siatki.

#### 4. Cechy lampy trójelektrodowej.

Charakterystyka lampy dwuelektrodowej wyrażała związek dwu zmiennych: jednej zależnej, drugiej niezależnej; a więc nachylenie charakterystyki (a także oporność lampy jako odwrotność nachylenia) było wielkością dostatecznie charakteryzującą lampę.

W lampie trójelektrodowej występują trzy zmienne: jedna zależna, dwie niezależne, których związek nie da się wyrazić zapomocą jednej krzywej: potrzeba do tego albo grupy krzywych, albo też powierzchni krzywej w układzie trójwymiarowym. Konieczne więc są trzy parametry, czyli cechy lampy, wiążące kolejno poszczególne pary zmiennych i charakteryzujące daną lampę.

W układzie  $I_a = f(U_s)$  (rys. 28 a), lampę charakteryzuje przede wszystkim *nachylenie charakterystyki*  $I_a = f(U_s)$  jako pochodna cząstkowa względem  $U_s$  równania:

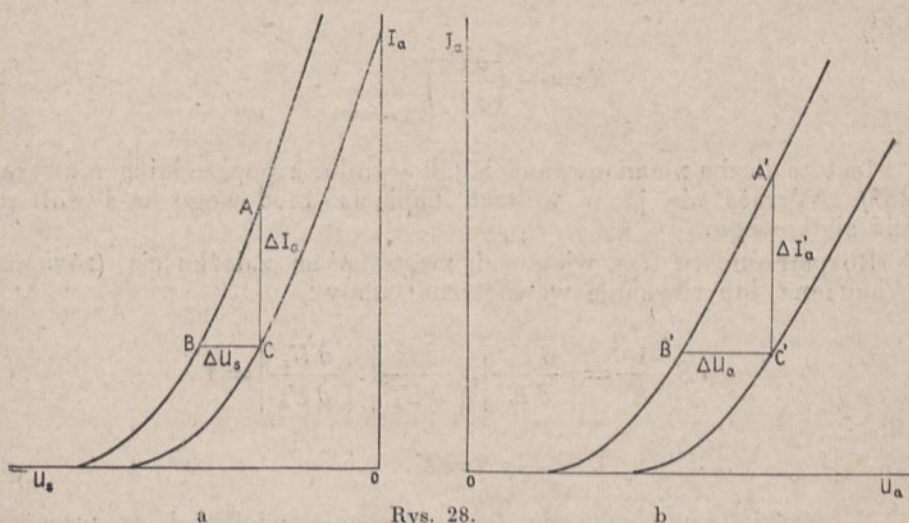
$$I_a = c_s \left( U_s + \frac{U_a}{K} \right)^{3/2},$$

przy stałym napięciu anodowym, czyli jako:

$$S = \left( \frac{\partial I_a}{\partial U_s} \right)_{U_a = \text{const}} = \frac{3}{2} c_s \left( U_s + \frac{U_a}{K} \right)^{1/2}. \quad (27)$$

Wielkość ta, o wymiarze przewodności, bardziej ściśle może być nazwana *współczynnikiem wzmocnienia prądowego* (w skrócie „współ-

czynnik prądowy“), wyraża ona bowiem przyrost prądu anodowego, wywołany jednostkowym przyrostem potencjału siatki względem katody. Wielkość  $S$  wyraża zresztą nachylenie krzywej jedynie w układzie



Rys. 28.

$I_a = f(U_s)$ . Z równania (27) wynika, że  $S$  nie jest wielkością stałą, lecz zależy od obu napięć działających na lampę.

Wielkość  $S$  podaje się zwykle w miliamperach (prądu anodowego) na 1 wolt (napięcia siatkowego).

Jak wynika ze wzoru (27), współczynnik prądowy jest proporcjonalny do stałej  $c_s$ , jest więc tem większy, im bliżej katody leży siatka i im większa jest jej powierzchnia zastępcza. A więc podobnie jak w diodzie tak i w triodzie wyższość ma katoda o żarzeniu pośrednim.

Drugą wielkością charakteryzującą lampy trójelektrodowe jest *oporność dynamiczna* jej obwodu anodowego:

$$\rho = \left( \frac{\partial U_a}{\partial I_a} \right)_{U_s = \text{const}} = \frac{1}{\left( \frac{\partial I_a}{\partial U_a} \right)_{U_s = \text{const}}} = \frac{2}{3} \frac{K}{c_s \left( U_s + \frac{U_a}{K} \right)^{1/2}}. \quad (28)$$

Jest to oporność, jaką przedstawia obwód anodowy lampy dla przepływającego przez nią prądu zmiennego. Podobnie jak  $S$ , jest i  $\rho$  wielkością zmienną.

Oporność lampy podaje się zwykle w omach.

Trzecią wreszcie wielkość jest to znany już *współczynnik amplifikacji* (napięciowy), który obliczyć można po zróżniczkowaniu względem  $U_s$  równania:

$$I_a = C_s \left( U_s + \frac{U_a}{K} \right)^{3/2} = \text{const.}$$

Wtedy:

$$1 + \frac{1}{K} \cdot \frac{\partial U_a}{\partial U_s} = 0,$$

skąd <sup>1)</sup>:

$$K = - \left( \frac{\partial U_a}{\partial U_s} \right)_{I_a = \text{const}} \quad (29)$$

Jest to liczba niemianowana i, jak wynika z poprzednich rozważań, stała <sup>2)</sup>. Wyraża się ją w woltach napięcia anodowego na 1 wolt napięcia siatkowego.

Rozpatrzone tu trzy wielkości, związane są zależnością (równanie Barkhausena, lub równanie wewnętrzne lampy):

$$\rho S \frac{1}{K} = \left| \frac{\partial U_a}{\partial I_a} \right| \cdot \left| \frac{\partial I_a}{\partial U_s} \right| \cdot \left| \frac{\partial U_s}{\partial U_a} \right| = 1$$

czyli:

$$\rho S = K. \quad (30)$$

Wszystkie wchodzące do tego równania wielkości są wyrażone w jednostkach układu praktycznego, a więc:  $K$  w woltach na wolt,  $\rho$  w omach,  $S$  w amperach na wolt (można też wyrażać  $\rho$  w kiloomach, ale wtedy  $S$  musi być wyrażone w miliamperach na wolt).

Równanie wewnętrzne lampy jest słuszne, jeżeli wszystkie wielkości lampy zostały zmierzone w tem samym miejscu pola charakterystyk, a przyrosty  $\Delta U_a$ ,  $\Delta U_s$  i  $\Delta I_a$  są dostatecznie małe, aby je uważać za odcinki prostych.

Na rys. 29 zestawione są porównawczo, w obu zasadniczych układach współrzędnych, uproszczone charakterystyki lamp o różnych wartościach  $K$ ,  $\rho$  i  $S$ .

Praktycznie charakterystyki lampy trójelektrodowej są w dość szerokim zakresie prawie prostopadłe, dzięki czemu  $K$ ,  $\rho$  i  $S$  lampy wyznaczyć można geometrycznie zapomocą przyrostów skończonych, mając do rozporządzenia przynajmniej dwie charakterystyki w jednym z układów rys. 24.

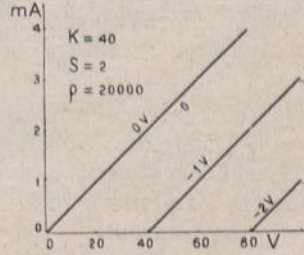
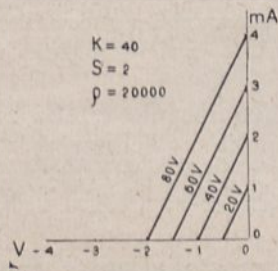
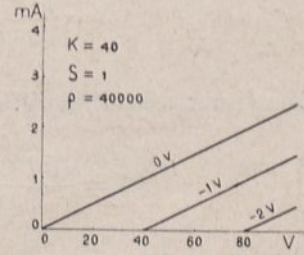
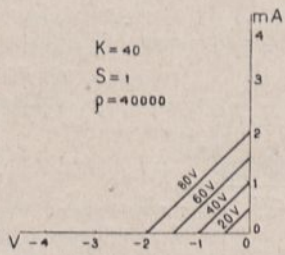
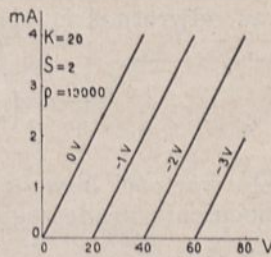
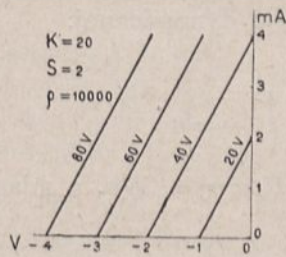
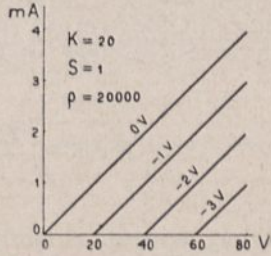
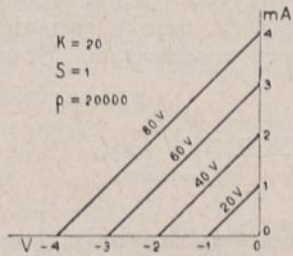
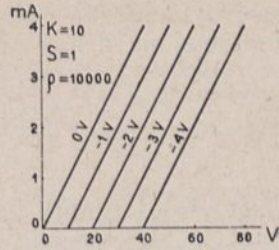
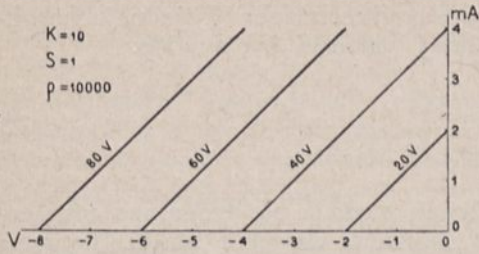
W układzie  $I_a = f(U_s)$  (rys. 28 a),  $S$  jest równe tangensowi kąta nachylenia części prostopadłej:

$$S = \left( \frac{\Delta I_a}{\Delta U_s} \right)_{U_a = \text{const}} = \text{tg } \alpha. \quad (31)$$

<sup>1)</sup> Zaznaczyć tu trzeba, że wielkość  $K$  jest co do swej istoty wielkością bezwzględnie dodatnią. Znak minus, stojący przed pochodną wyrażającą  $K$ , oznacza tylko, że wzrostom napięcia anodowego o  $\Delta U_a$ , odpowiadają zmniejszenia napięcia siatkowego o  $\Delta U_s$ .

<sup>2)</sup> Zastrzeżenia co do stałości  $K$  są podane dalej w tymże paragrafie.





Rys. 29.

Oporność dynamiczną otrzymuje się przechodząc z jednej charakterystyki anodowej na drugą przy stałej wartości  $U_s$ , a więc:

$$\rho = \left( \frac{U_a'' - U_a'}{\Delta I_a} \right)_{U_s = \text{const}} \quad (32)$$

Natomiast współczynnik amplifikacji określa się drogą następującego rozumowania: zwiększenie przy pewnym napięciu siatki, napięcia anodowego z  $U_a'$  na  $U_a''$  wywołuje przyrost prądu anodowego o  $\Delta I_a$ ; chcąc powrócić do pierwotnej wartości  $I_a$ , należy zmienić napięcie siatki o pewną wartość, lecz w kierunku przeciwnym. Stąd współczynnik amplifikacji:

$$K = - \left( \frac{U_a'' - U_a'}{\Delta U_s} \right)_{I_a = \text{const}} \quad (33)$$

W podobny sposób znajduje się współczynniki lampy w układzie  $I_a = f(U_a)$  (rys. 28 b), z tą różnicą, że tangens kąta nachylenia charakterystyki jest tu odwrotnością oporności dynamicznej:

$$\frac{1}{\rho} = \left( \frac{\Delta I_a}{\Delta U_a} \right)_{U_s = \text{const}} \quad (34)$$

Pozostałe wartości łatwo znaleźć z rys. 28 b, a mianowicie: współczynnik wzmocnienia prądowego:

$$S = \left( \frac{\Delta I_a}{U_s'' - U_s'} \right)_{U_a = \text{const}}, \quad (35)$$

oraz współczynnik amplifikacji:

$$K = - \left( \frac{\Delta U_a}{U_s'' - U_s'} \right)_{I_a = \text{const}}$$

W układzie  $U_s = f(U_a)$  współczynnikiem amplifikacji jest cotangens kąta nachylenia charakterystyki,  $S$  jest wyznaczone przez odstęp pionowy między dwiema charakterystykami,  $\rho$  zaś — przez odstęp poziomy między nimi.

Dla wyznaczenia cech lampy niekoniecznie trzeba zdjąć całe dwie charakterystyki. Można, obrawszy punkt wyjściowy w zakresie prostoliniowości charakterystyk, wyznaczyć jedynie przyrosty  $\Delta U_a$ ,  $\Delta U_s$ ,  $\Delta I_a$  i z nich obliczyć żądane wielkości. (Patrz rys. 28 a i b, t. zw. *trójkąt charakterystyczny lampy*).

Ze względu na to, że założenie prostoliniowości charakterystyk jest tylko przybliżone, pomiar  $K$ ,  $S$  i  $\rho$  będzie tem dokładniejszy i zgodność

z równaniem wewnętrznym lampy  $K = \rho S$  tem większa, im mniejszymi przyrostami operuje się przy pomiarze.

Jak już wskazano,  $\rho$  i  $S$  nie są wielkościami stałymi, zależą bowiem od punktu pracy lampy. Jednakże w granicach prostoliniowości charakterystyk i po stronie ujemnych wartości napięcia siatki, uważać je można, oczywiście z pewnym przybliżeniem, za stałe.

Współczynnik amplifikacji zasadniczo jest wielkością stałą, pomiary wykazują jednak, że na początku charakterystyk oraz przy dodatnich wartościach napięcia siatki jest on mniejszy, niż na odcinku średnim charakterystyk. Wynika to z osłonnego działania siatki, zwłaszcza, gdy jej żeberka są stosunkowo grube, skutkiem czego nie cała katoda w równej mierze bierze udział w emisji strumienia anodowego i rozmieszczenie ładunku przestrzennego ulega pewnym zmianom, zależnie od punktu pracy lampy.

Zmienność  $K$  występuje szczególnie wyraźnie w lampach żarzonych pośrednio, ze względu na małą odległość siatki od katody.

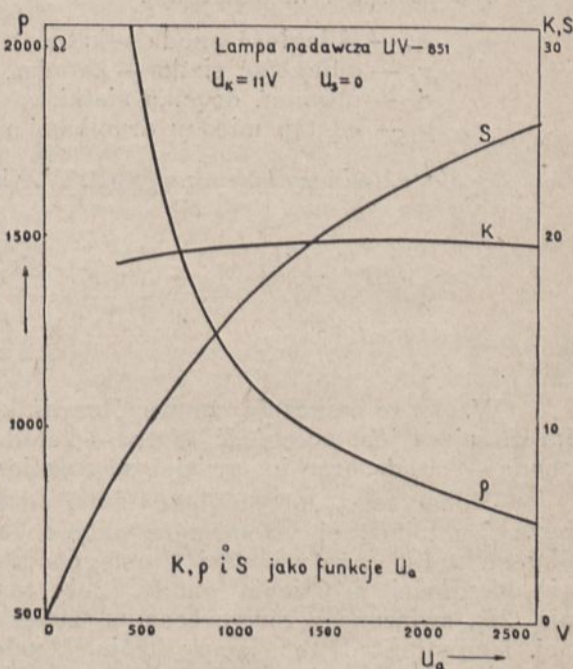
Zależność wielkości  $K$ ,  $\rho$  i  $S$  od punktu, w którym wykonano pomiar, są podane, dla większej lampy nadawczej RCA, na rys. 30.

W zakresie dodatnich wartości  $U_s$ , skutkiem odgałżenia się prądu siatki od ogólnego prądu emisyjnego, występują znaczne odchylenia od przebiegu teoretycznego. Jedynie suma prądów:

$$I_e = I_a + I_s,$$

stosuje się do praw poprzednio podanych, dla niej też wielkości fikcyjne  $K_e$ ,  $S_e$  i  $\rho_e$ , odniesione do odtworzonej charakterystyki prądu  $I_e$ , będą się zgadzały z wartościami  $K$ ,  $\rho$  i  $S$  obliczonymi teoretycznie.

Wartości  $K$ ,  $\rho$  i  $S$ , podawane w tabelach firm produkujących lampy, odnoszą się zwykle do miejsca o największym wzmocnieniu prądowym<sup>1)</sup>. Dla lamp odbiorczych i modulacyjnych wykonywa się pomiar zawsze dla wartości ujemnych  $U_s$ ; dla lamp generatorowych, zwłaszcza o dużym współczynniku amplifikacji — niekiedy przy nieznacznych wartościach dodatnich  $U_s$ .



Rys. 30.

<sup>1)</sup> Niektóre firmy podają w swych katalogach  $S$  maksymalne i  $S$  normalne (średnie).

## 5. Zależność współczynnika amplifikacji od wymiarów lampy.

Współczynnik amplifikacji lampy obliczyć można w przybliżeniu według następujących wzorów:

a) dla układu płaskiego, o ile jest spełniony warunek  $r \ll p \ll x_s$ , (W. Schottky):

$$K = \frac{2 \pi x_s}{p} \cdot \frac{\frac{x_a}{x_s} - 1}{\ln \frac{p}{2 \pi r_s}} \quad (37)$$

We wzorze tym oznaczają:

- $x_a$  — odległość anoda — katoda,
- $x_s$  — odległość siatka — katoda,
- $r_s$  — promień drucika siatki,
- $p$  — odstęp między drucikami siatki.

b) dla układu cylindrycznego (R. W. King), przy założeniu  $r_s \ll p \ll x_s$ :

$$K = \frac{2 \pi x_s}{p} \frac{\lg \frac{x_a}{x_s}}{\lg \frac{p}{2 \pi r_s}} \quad (37a)$$

Wzory te wskazują, że współczynnik amplifikacji jest tem większy, im mniejsza jest odległość siatka — katoda w porównaniu z odległością anoda — katoda, oraz im gęściej są rozmieszczone żeberka siatki.

Wobec tego, że odległość siatki od katody nie może przekroczyć pewnej minimalnej wartości ze względu na niebezpieczeństwo zwarcia obu elektrod, duże wartości  $K$  osiągnąć można jedynie przez zwiększenie odległości (promienia) anody. Jest to jednak, jak wynika z równania (28), związane z równoczesnym zwiększeniem oporności dynamicznej lampy. Stąd też lampy trójelektrodowe o dużym współczynniku amplifikacji mają również i dużą oporność wewnętrzną.

W budowie lamp trój- i wieloelektrodowych jest rzeczą ważną, aby siatka wystawała poza anodę, w przeciwnym bowiem razie pole rozproszone na krawędziach anody działa bezpośrednio na ładunek przestrzenny katody<sup>1)</sup>. Skutkiem tego prąd anodowy, pomimo znacznego nawet ujemnego potencjału siatki, nie spada do zera, a charakterystyka przedłuża się na dolnym końcu, tworząc t. zw. „ogon”. Wada ta występuje szczególnie w lampach wielosiatkowych<sup>2)</sup>, gdzie trudno zachować odpowiednie proporcje między poszczególnymi elektrodami. „Ogon”

<sup>1)</sup> Patrz J. Groszkowski: Lampa katodowa trójelektrodowa z zakrótką siatką. P. R. IV, str. 9, r. 1926.

<sup>2)</sup> Patrz rys. 77 w rozdziale III.

występuje również w lampach o małym współczynniku amplifikacji (niektóre lampy głośnikowe), a to z powodu zbyt wielkich odstępów między żeberkami siatki.

## 6. Znaczenie oporności dynamicznej. Oporność dla napięcia stałego.

Oporność dynamiczna lampy trójelektrodowej, podobnie jak dwuelektrodowej, jest opornością, jaką przedstawia lampa dla prądu zmiennego, płynącego przez jej obwód anodowy.

W odniesieniu do napięć stałych lampa ma oporność statyczną:

$$r_a = \frac{U_a}{I_a}, \quad (38)$$

której wartość zależy od napięcia siatkowego. Gdy prąd anodowy wynosi zero, a więc gdy ma miejsce zależność [patrz równania (23) i (24)]:

$$U_s = -\frac{U_a}{K},$$

oporność statyczna jest nieskończenie wielka, w dalszym zaś ciągu przy stałym napięciu anodowym, a rosnącym  $U_s$  maleje, aż wreszcie przy prądzie nasycenia dochodzi do wartości stałej:

$$\left(r_a\right)_{\min} = \frac{U_a}{I_{ns}}. \quad (38a)$$

Tą właśnie zmiennością oporności statycznej obwodu anodowego w zależności od napięcia siatki wyjaśnić można działanie lampy trójelektrodowej. A mianowicie: przy stałym napięciu anodowym prąd anodowy ulega zmianom dzięki chwilowym zmianom oporności statycznej pod wpływem zmian napięcia siatki.

Fizyczne znaczenie zarówno statycznej, jak i dynamicznej oporności lampy jest oczywiście to samo, co i w lampie dwuelektrodowej — jest ona miarą ciepła wydzielonego w anodzie pod wpływem bombardowania przez elektrony.

Przy projektowaniu anody w lampie trójelektrodowej należy się kierować zasadami, podanymi dla lampy dwuelektrodowej (rozdział I § 10).

## 7. Uproszczone charakterystyki lampy.

Charakterystyki rzeczywiste lampy można zastąpić liniami prostymi, ułatwiając w ten sposób przeprowadzenie obliczeń analitycznych z dokładnością, wystarczającą dla celów technicznych.

W układzie  $I_a = f(U_s)$  charakterystykę rzeczywistą dla danego  $U_a = \text{const}$  można zastąpić przez styczną<sup>1)</sup>, poprowadzoną do prawie pro-

<sup>1)</sup> Można również zastąpić charakterystyki rzeczywiste nie stycznymi, lecz liniami prostymi, odpowiadającymi *średniemu* nachyleniu charakterystyk.

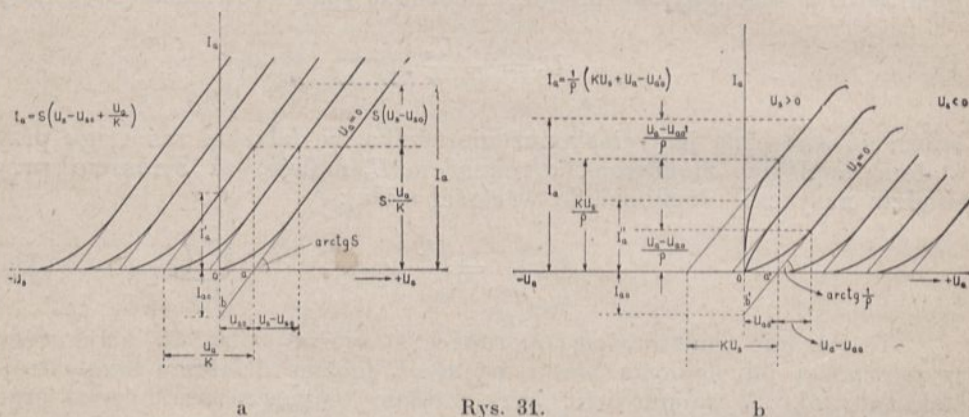
stoliniijnej części charakterystyki (rys. 31 a). Prosta ta oczywiście ma stałe nachylenie, można więc napisać:

$$S = \left( \frac{\partial I_a}{\partial U_s} \right)_{U_a = \text{const}} = \text{const},$$

skąd po scałkowaniu otrzymuje się równanie prądu:

$$I_a = S \int dU_s = S U_s + c. \quad (\text{a})$$

Stała  $c$  uwzględnia przesunięcie charakterystyk pod wpływem napięcia  $\frac{U_a}{K}$ , oraz przesunięcie charakterystyki początkowej (fikcyjnej, dla  $U_a = 0$ ) względem początku układu. Stałą tę wyznacza się na podsta-



Rys. 31.

wie rys. 31 a przy założeniu warunków początkowych, a mianowicie dla danego <sup>1)</sup>  $U_a = \text{const}$  przyjmuje się:

$$U_s = 0,$$

wtedy:

$$c = I'_a.$$

Jak wynika z rys. 31 a, wielkość prądu  $I'_a$  wynosi wówczas:

$$I'_a = S \left( \frac{U_a}{K} - U_{s0} \right).$$

Podstawiając tę wartość do równania (a), otrzymuje się:

$$I_a = S \left( U_s - U_{s0} + \frac{U_a}{K} \right). \quad (39)$$

<sup>1)</sup> Dla przeprowadzenia takiej konstrukcji rysunkowej należy obrać wartość  $U_a = \text{const}$  na tyle dużą, aby punkt przecięcia charakterystyki z osią rzędnych wykresu wypadł na prostoliniijnej części charakterystyki.

Aby wyznaczyć  $S$ , przedłuża się fikcyjną charakterystykę prostolinią dla  $U_a=0$  aż do przecięcia z osią  $x$ -ów w punkcie  $a$ , o odciętej równej  $U_{so}$ , a z osią  $y$ -ów w punkcie  $b$ , o rzędnej równej  $I_{ao}$ .

Stąd oblicza się:

$$S = \frac{I_{ao}}{U_{so}}. \quad (39 a)$$

W analogiczny sposób równanie charakterystyk prostoliniowych można znaleźć w układzie  $I_a = f(U_a)$  (rys. 31 b).

W układzie tym wychodzi się z równania:

$$\frac{1}{\rho} = \left( \frac{\partial I_a}{\partial U_a} \right)_{U_s = \text{const}} = \text{const},$$

z którego, przy założeniu  $\rho = \text{const}$ , znajduje się równanie prądu dla  $U_s = \text{const}$ :

$$I_a = \frac{1}{\rho} \int d U_a = \frac{U_a}{\rho} + c'. \quad (b)$$

Stała  $c'$  uwzględnia tu przesunięcie charakterystyk pod wpływem napięcia  $KU_s$  oraz przesunięcie charakterystyki dla  $U_s=0$  względem początku układu o wartość  $U_{ao}$  (rys. 31 b). Dla warunków początkowych:

$$U_a = 0,$$

otrzymuje się:

$$c' = I_a''.$$

Z rys. 31 b wynika, że:

$$I_a'' = \frac{1}{\rho} (KU_s - U_{ao}).$$

Przez podstawienie tej wartości do równania (b) otrzymuje się równanie lampy:

$$I_a = \frac{1}{\rho} (U_a - U_{ao} + KU_s) = S \left( \frac{U_a - U_{ao}}{K} + U_s \right). \quad (40)$$

Oporność wewnętrzna znajduje się z rys. 31 b jako:

$$\rho = \frac{U_{ao}}{I_{ao}}. \quad (40 a)$$

Współczynnik amplifikacji wynosi [równania (39 a) i (40 a)]:

$$K = \rho S = \frac{U_{ao}}{I_{ao}} \cdot \frac{I_{ao}}{U_{so}} = \frac{U_{ao}}{U_{so}}.$$

Przy pomocy tej równości można dowieść identyczności równań (40) i (39). A mianowicie:

$$I_a = S \left( \frac{U_a}{K} - U_{ao} \frac{U_{so}}{U_{ao}} + U_s \right) = S \left( U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K} \right).$$

Posługiwanie się charakterystykami  $I_a = f(U_a)$  jest o tyle dogodniejsze, że posługujemy się tu wyłącznie charakterystykami rzeczywistymi, istniejącymi na wykresie, podczas gdy w układzie  $I_a = f(U_s)$  trzeba narysować fikcyjną charakterystykę dla  $U_a = 0$ .

Do lamp o żarzeniu pośrednim podane tu charakterystyki uproszczone można stosować tylko w wąskich granicach. W lampach tych bowiem charakterystyki w układzie  $I_a = f(U_s)$  nie są równoległe, lecz w miarę wzrostu  $U_a$  rozchodzą się, co jest dowodem wzrostu współczynnika amplifikacji. Przyczyną tego jest, jak już zaznaczono w § 4, większy wpływ ładunku przestrzennego.

### 8. Łączenie równoległe lamp trójelektrodowych.

W praktyce często stosuje się równoległe łączenie kilku lamp na jednym stopniu wzmacniacza lub generatora, w przypadku, gdy z pośród typów rozporządzalnych niema jednej lampy o dostatecznej mocy lub innych wymaganych wielkościach.

Skutkiem takiego połączenia, współczynnik amplifikacji  $n$  jednakowych lamp równa się współczynnikowi amplifikacji  $K$  pojedynczej lampy, podobnie jak przekładnia kilku jednakowych transformatorów połączonych równoległe, która pozostaje ta sama co i dla pojedynczego transformatora. A więc:

$$K_n = K_1. \quad (41)$$

Natomiast wobec tego, że przy stałych  $U_s$  i  $U_a$  wypadkowy prąd anodowy równa się sumie prądów wszystkich lamp, będzie:

$$S_n = \frac{n \Delta I_a}{\Delta U_s} = n S_1 \quad (42)$$

oraz:

$$\rho_n = \frac{\Delta U_a}{n \Delta I_a} = \frac{\rho_1}{n}. \quad (43)$$

Charakterystyki zespołu  $n$  lamp połączonych równoległe otrzymuje się mnożąc wartości prądu anodowego przez  $n$ . Stosuje się to do dowolnego układu charakterystyk.

Oczywiste jest, że przez równoległe połączenie lamp prąd nasycenia i obciążalność anody również rosną  $n$ -krotnie, a więc:

$$I_{ns_n} = n I_{ns_1}, \quad (44)$$



oraz:

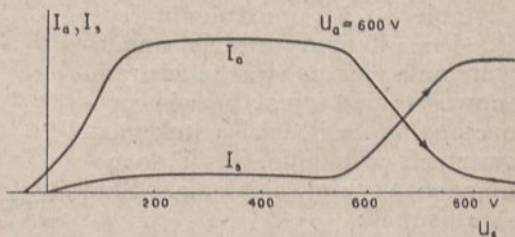
$$P_{a_n} = n P_{a_1} \quad (45)$$

Równolegle łączy się tylko lampy tego samego typu i to o możliwie starannie dobranych charakterystykach, aby uniknąć nierównomiernego obciążenia poszczególnych lamp.

## 9. Prąd siatkowy.

Wspomniano już, że przy dodatnich wartościach potencjału siatki względem katody, pojawia się między temi dwiema elektrodami prąd siatkowy, powstały stąd, że część elektronów płynących do anody odłącza się i powraca do katody przez część elektronów płynących do anody — katoda. Ściśle biorąc, prąd siatkowy, dzięki szybkości wyjściowej elektronów wydobywających się z katody, pojawia się już i przy ujemnych napięciach siatki. Prąd ten, przy niewielkich napięciach dodatnich siatki, jest znikomo mały w porównaniu z prądem anodowym, następnie jednak szybko wzrasta, szczególnie przy niższych napięciach anodowych<sup>1)</sup>, powodując bardzo ciekawe zjawiska w lampie.

Typowy wykres prądu anodowego i prądu siatkowego przy niskich stosunkowo napięciach anodowych podaje rys. 32. Przy pewnym napięciu dodatnim siatki (około 150 V) prąd anodowy osiąga nasycenie i prąd siatkowy również prawie ustala się na pewnej wartości. Jednakże, gdy wartość  $U_s$  zbliży się do  $\bar{U}_a$ , prąd siatkowy wzrasta



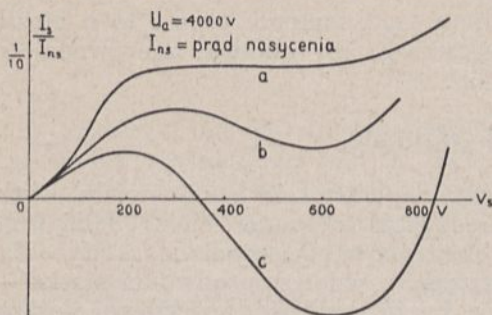
Rys. 32.

gwałtownie, przy równoczesnym zmniejszeniu się prądu anodowego. Dzielne to napozór zjawisko tłumaczy się tem, że elektrony, wydobywające się z anody pod wpływem emisji wtórnej, kierują się teraz ku siatce, odejmując się od prądu anodowego i sumując się w obwodzie zewnętrznym siatki z prądem siatkowym (t. zw. zjawisko dynatronowe).

Taki jest przebieg prądu siatkowego, gdy siatka wykonana jest z materiału o bardzo małej emisji termoelektronowej. Gdy nie można pominąć wtórnej emisji siatki, charakterystyka prądu siatkowego przybiera, pod wpływem bombardowania tej elektrody przez prąd siatkowy postać *b*, a nawet *c* rys. 33-go. Elektrony wtórne wydobywające się z siatki, tworzą dokoła niej ładunek przestrzenny, przeciwdziałający przepływowi prądu siatkowego. Przy bardzo silnej emisji wtórnej ten ładunek przestrzenny może spowodować odwrócenie się kierunku prądu siatkowego, jak to wykazuje krzywa *c*.

<sup>1)</sup> Należy pamiętać, że przy  $U_a = 0$  i dodatnim  $U_s$  całkowity prąd emisyjny płynie jako prąd siatkowy, który z łatwością może przekroczyć dopuszczalne obciążenie siatki. Dlatego przerwanie obwodu anodowego przy dodatnim napięciu siatki grozi uszkodzeniem lampy.

Odwrócenie prądu siatkowego może mieć bardzo poważne skutki w lampach, pracujących z oporem wpływowym siatki, na którym wy-



Rys. 33.

skuje się spadek napięcia dla wytworzenia ujemnego napięcia początkowego siatki. Odwrócenie się kierunku prądu pociąga za sobą to, że siatka otrzymuje dodatkowe napięcie dodatnie, co powoduje nadmierny wzrost prądu anodowego, mogący przekroczyć obciążalność anody lampy. Zjawisko to (t. zw. Rocky Point effect) występuje zwłaszcza w generatorach lampowych wielkiej mocy<sup>1)</sup>.

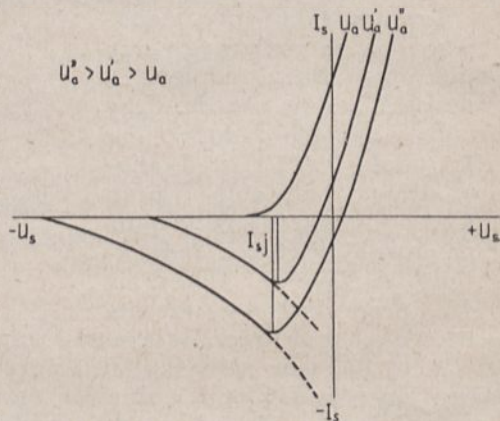
Innego charakteru jest odwrócenie się prądu siatkowego (przy ujemnych potencjałach siatki), występujące pod wpływem jonów dodatnich, zawartych w zjonizowanych resztkach gazowych, pozostałych w lampie po jej opróżnieniu (rys. 34). Przy danym prądzie anodowym maksymalna wartość prądu jonowego siatki jest prawie proporcjonalna do ilości cząstek gazu zawartych w lampie, czyli do panującego w niej ciśnienia. Stąd też stosunek:

$$V = \frac{I_{sj \max}}{I_a} \quad (46)$$

może służyć jako miara próżni.

W nowoczesnych lampach próżniowych ciśnienie nie powinno przekraczać  $10^{-6}$  mm Hg, czemu odpowiada stosunek  $V = 10^{-4}$  czyli 0,1  $\mu A$  prądu jonowego siatki na 1 mA prądu anodowego. I tak np. w lampie nadawczej, pracującej normalnie przy prądzie anodowym  $I_a = 100$  mA, prąd jonowy siatki nie powinien przekraczać 10  $\mu A$ . W dobrze wykonanych osiada się ciśnienie rzędu  $10^{-7} \div 10^{-8}$  mm Hg, laboratoryjnie zaś można osiągnąć próżnię do  $10^{-9}$  mm Hg, czemu odpowiada  $V = 5 \cdot 10^{-8}$  (według H. Rukopa).

Na rys. 35 są podane krzywe zależności prądu jonowego od próżni w lampie według S. Dushmana.



Rys. 34.

<sup>1)</sup> Zenneck i Rukop, Lehrb. str. 628; R.V. Hansford i H. Faulkner, Some Notes on Design Details of a High-Power Radio-Telegraphic Transmitter Using Thermionic Valves, Wir. Proc. I. E. E. II. str. 21, 1927.

Przy stosunkowo nieznacznych dodatnich potencjałach siatki (gałąź rosnąca charakterystyki prądu siatkowego, rys. 33), obliczyć można prąd siatkowy przy pomocy wzoru:

$$I_s = a \sqrt{\frac{\lg \frac{x_a}{r_s}}{\lg \frac{x_s}{r_s}}} \cdot \sqrt{\frac{U_s}{U_a}} \cdot I_a = a \gamma \sqrt{\frac{U_s}{U_a}} \cdot I_a, \quad (47)$$

w którym  $a$  jest stosunkiem powierzchni żeberk siatki do jej powierzchni całkowitej. Wielkość ta waha się w granicach od 0,1 do 0,25 (lampy z bardzo grubymi żeberkami). Wielkość  $\gamma$  waha się od 1 do 2 i wynosi średnio 1,5 (Kusonose). Tak więc można w przybliżeniu napisać:

$$I_s \cong (0,1 \div 0,5) \sqrt{\frac{U_s}{U_a}} \cdot I_a, \quad (47 a)$$

średnio więc:

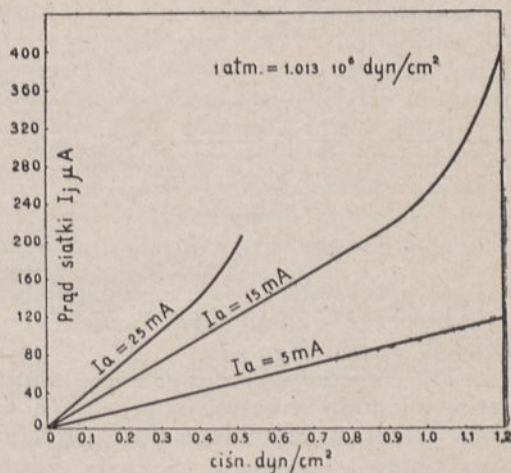
$$I_s \cong 0,3 \sqrt{\frac{U_s}{U_a}} \cdot I_a. \quad (47 b)$$

A więc w lampie, która przy napięciu anodowym 900 V i napięciu siatki +25 V, daje prąd anodowy 25 mA, prąd siatki będzie rzędu:

$$I_s \cong 0,3 \sqrt{\frac{25}{900}} \cdot 25 \cong 1,3 \text{ mA}.$$

## 10. Tyratron.

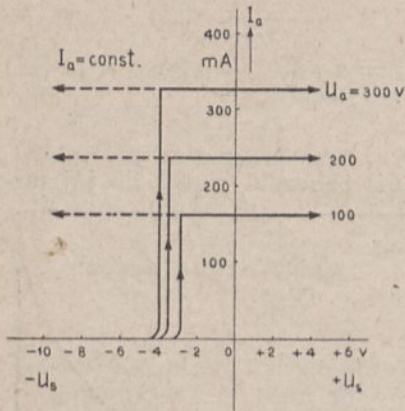
Szczególną odmianę lampy trójelektrodowej stanowi tyratron<sup>1)</sup>. Jest to lampa trójelektrodowa wypełniona gazem. Zasadniczo stosuje się tyratron jako lampę prostowniczą, a siatka służy do regulowania obciążenia. Działanie tyratronu różni się od działania triody próżniowej. A mianowicie: przy pewnym napięciu anodowym i stopniowym zmniejszaniu bezwzględnej wartości ujemnego napięcia siatki, pojawia się początkowo znikomo mały prąd elektronowy, który, przy pewnej wartości ( $-U_s$ ) (napięcie jonizacyjne), wywołuje nagle jonizację gazu tak, iż prąd jonowy lampy odrazu osiąga wartość, jakąby przy danym  $U_a$  po-



Rys. 35.

<sup>1)</sup> Od *θρα* = drzwi, wejście.

siadał w lampie dwuelektrodowej. Z chwilą osiągnięcia tej wartości prąd anodowy jest już niezależny od napięcia siatki, bez względu na to, czy wartość tego napięcia zwiększa się, czy też zmniejsza. Prąd ten można zmniejszyć lub przerwać jedynie przez zmniejszenie lub usunięcie napięcia anodowego.



Rys. 36.

Im wyższe jest napięcie anodowe lampy, tem przy większej bezwzględnej wartości ujemnego napięcia siatkowego występuje jonizacja (rys. 36).

$$\text{Stosunek } K = \left| \frac{U_a}{U_s} \right|, \quad (48)$$

przy którym następuje jonizacja, nosi nazwę *współczynnika amplifikacji tyratronu*.

Właściwości tyratronu mogą być wykorzystane do regulacji mocy prostownika w sposób dwojaki:

- przez zmianę ujemnego napięcia siatkowego,
- przez zmianę fazy zmiennego napięcia siatkowego względem napięcia anodowego.

a) *Regulacja przez zmianę napięcia* polega na tem, że między siatkę i katodę tyratronu przykłada się regulowane napięcie ujemne, które ogranicza kąt ładowania prostownika<sup>1)</sup>. A mianowicie, prąd anodowy pojawia się nagle z chwilą, gdy zmienne napięcie anodowe osiągnie wartość odpowiadającą jonizacji przy danem ( $-U_s$ ), i równie nagle zanika, gdy napięcie anodowe spadnie poniżej tej wartości. Im większa jest wartość bezwzględna ( $-U_s$ ), tem krótszy jest okres przepływu prądu anodowego, a więc tem mniejsza jest jego wartość średnia.

b) *Regulacja przez zmianę fazy*. Między katodą i siatką jest przyłożone napięcie zmienne o stałej amplitudzie, którego fazę można przesuwać względem napięcia anodowego w granicach  $0 \div 180^\circ$ . Gdy amplituda napięcia siatkowego jest dostatecznie duża ( $K U_{s \max} \geq U_{a \max}$ ), to przy różnicy faz wynoszącej  $180^\circ$  prąd anodowy równa się zeru, zaś przy zmniejszaniu różnicy faz prąd ten zwiększa się w sposób ciągły do pewnej wartości, odpowiadającej zgodności faz.

Tyratrony znajdują szerokie zastosowanie jako lampy przekaźnikowe dla silnych prądów i wysokich napięć. Spotyka się je również w układach generatorowych dla drgań relaksacyjnych.

## 11. Streszczenie rozdziałów I i II.

Działanie lamp elektronowych opiera się na zjawisku emisji elektronów przez ciała rozżarzone. W bańce, opróżnionej z powietrza są umieszczone: elektroda, będąca po rozżarzeniu źródłem ładunków (kato-

<sup>1)</sup> Kąt ładowania, patrz t. I., str. 150.

da), oraz elektroda chłodna (anoda). Katoda może być żarzona bezpośrednio lub pośrednio. Aby przez lampę, zawierającą anodę i rozżarzoną katodę (lampa dwuelektrodowa, dioda) mógł popłynąć prąd, należy połączyć anodę z biegunem dodatnim, katodę zaś z biegunem ujemnym *źródła napięcia anodowego*.

Elektrony, nagromadzone dookoła katody jako t. zw. *ładunek przestrzenny*, pod działaniem napięcia anodowego nabierają energii kinetycznej, którą w zderzeniu z anodą oddają pod postacią ciepła. Anoda musi więc posiadać odpowiednio dużą powierzchnię, by mogła to ciepło wypromieniować. Anoda pod wpływem bombardowania elektronami sama może stać się źródłem *wtórnej emisji* elektronów.

Na strumień elektronów, poruszający się między katodą i anodą pod postacią *prądu anodowego*, można oddziaływać elektrostatycznie za pomocą dodatkowej elektrody, wykonanej w postaci *siatki*, umieszczonej między anodą i katodą. Siatka, umieszczona znacznie bliżej ładunku przestrzennego, oddziałuje nań o wiele silniej, niż odleglejsza od niego anoda. Na tem polega działanie amplifikacyjne *lampy trójelektrodowej* czyli triody. Miarą oddziaływania potencjałów siatki na prąd anodowy jest *współczynnik wzmocnienia prądowego*  $S$  [nachylenie charakterystyk w układzie  $I_a = f(U_s)$ ], zaś *współczynnik amplifikacji* (wzmocnienia napięciowego)  $K$  jest niejako przekładnią napięciową triody.

Siatka dopóty działa elektrostatycznie na elektrony, dopóki napięcie jej względem katody jest ujemne. Gdy napięcie to jest dodatnie, siatka działa jako anoda, przechwytyjąc część elektronów, płynących do anody, przez co powstaje *prąd siatkowy*.

---

## BIBLIOGRAFJA DO ROZDZIAŁU I i II.

1. H. Barkhausen. *Elektronen — Röhren*. Bd. I. Allgemeine Grundlagen. Wyd. IV. Lipsk 1931.
2. A. G. Miagkich. *Proizvodstvo zawoda „Swietlana“*. Leningrad — Moskwa 1934.
3. W. F. Własow. *Elektronnyje lampy*. Fizičeskie processy i elementy rasczeta. Wydanie II. Moskwa 1933.
4. J. Kusonose. *Calculations of Vacuum Tubes and the Design of Triodes*. Researches of the Electrotechnical Laboratory No 237. Tokyo 1928, (w tłumaczeniu rosyjskim Energoisdat, Moskwa — Leningrad 1934).
5. R. Jouaust. *Les progrès récents dans la construction des lampes à plusieurs électrodes*. O. E. 5, str. 97÷131, 1926.
6. R. Jouaust. *L'état actuel de la technique des lampes à plusieurs électrodes*. O. E. 8, str. 227÷261, 1929.
7. Dunoyer. *La technique du vide*. La presse Universitaire de France.

## ROZDZIAŁ III.

### DZIAŁANIE AMPLIFIKACYJNE LAMPY.

W myśl poprzednich rozważań, każda zmiana napięcia, wywołana między siatką i katodą lampy trójelektrodowej, oddziałuje na prąd, płynący w obwodzie anodowym, w taki sposób, jak gdyby napięcie anodowe zmieniło się w stosunku  $K$ -krotnym. Wobec tego, gdy między siatką i katodą pojawi się zmienne napięcie wzbudzające, o przebiegu:

$$v_s = V_{sm} \sin \omega t,$$

to działać ono będzie na prąd anodowy tak, jakgdyby w obwodzie anodowym znajdowała się zmienna siła elektromotoryczna o przebiegu:

$$e_a = K v_s = K V_{sm} \sin \omega t. \quad (49)$$

Ograniczając się do zakresu prostolinijności charakterystyk, uważać można oporność dynamiczną lampy  $\rho$  za stałą. Wówczas lampę rozpatrywać można matematycznie jako prądnicę prądu zmiennego wytwarzającą zmienną siłę elektromotoryczną  $K v_s$  i przedstawiającą dla prądu zmiennego opór  $\rho$ .

#### 1. Podział wzmacniaczy lampowych.

I. Ze względu na rodzaj wzmocnienia można rozróżnić trzy kategorie wzmacniaczy, czyli amplifikatorów lampowych:

1) *wzmacniacze napięciowe*, gdy przy pewnym napięciu doprowadzonym  $V_s$  osiągnąć chcemy w obwodzie zewnętrznym lampy jaknajwiększe wahania napięcia, bez względu na wykorzystanie mocy,

2) *wzmacniacze prądowe*, gdy przy danym napięciu doprowadzonym  $V_s$  wzmacniacz ma dawać jaknajwiększe wahania prądu anodowego, bez względu na wykorzystanie mocy,

3) *wzmacniacze mocy*, gdy przy danym napięciu doprowadzonym  $V_s$  dąży się do wydzielenia w obwodzie zewnętrznym jaknajwiększej mocy użytecznej prądu zmiennego, lub też pewnej określonej mocy przy jaknajwiększej sprawności (w danych warunkach — do zamiany energii prądu stałego na energię prądu zmiennego).

W układach wzmacniania wielostopniowego (kaskadowego) początkowe stopnie wzmocnienia pracują zasadniczo jako wzmacniacze napięciowe, końcowy zaś stopień jest wzmacniaczem mocy (rzadziej prądowym).

II. Ze względu na *częstotliwość prądów wzmacnianych* rozróżnia się:

1) *wzmacniacze impulsów prądu stałego*,

2) *wzmacniacze małej częstotliwości*, jeżeli ich przeznaczeniem jest wzmacnianie prądów zawartych w zakresie częstotliwości dźwiękowych, t. zn. od kilkunastu do 10000 *c/s*,

3) *wzmacniacze wielkiej częstotliwości*, jeżeli dostosowane są do wzmacniania prądów o częstotliwości ponad 10000 *c/s*, a przekraczających niekiedy  $10^7$  *c/s*.

III. Kategorje 2) i 3) działu II można, ze względu na zakres wzmacnianych częstotliwości, podzielić na:

1) *wzmacniacze rezonansowe*, jeżeli wzmacniają prądy o pewnej określonej częstotliwości,

2) *wzmacniacze wstęgowe*, jeżeli wzmacniają równomiernie pewne widmo częstotliwości,

3) *wzmacniacze aperiodyczne*, jeżeli działanie ich jest w szerokich granicach niezależne od częstotliwości prądu wzmacnianego.

IV. Ze względu na dokładność odtworzenia przebiegów, wzmacniacze dzielą się na następujące trzy typy zasadnicze:

1) *wzmacniacze bez zniekształceń, czyli typu A*, których podstawowym zadaniem jest ściśle odtworzenie w obwodzie wyjściowym przebiegu napięcia wzbudzającego bez zniekształceń amplitudy<sup>1)</sup>,

2) *wzmacniacze proporcjonalne, czyli typu B*, w których amplituda prądu lub napięcia wyjściowego jest proporcjonalna do amplitudy napięcia wzbudzającego, bez względu na ewentualne powstawanie harmonicznych,

3) *wzmacniacze o dużej sprawności, czyli typu C*, mające na celu dostarczenie pewnej mocy przy możliwie dobrej sprawności, bez względu na przebieg napięcia wyjściowego.

*Praca wzmacniacza wg. typu A* charakteryzuje się tem, że *średnia wartość prądu anodowego pozostaje bez zmiany, bez względu na to, czy lampa jest wzbudzona napięciem zmiennem, czy też nie jest wzbudzona*. Skoro bowiem napięcie wzbudzające zawiera tylko składowe sinusoidalne, to średnia wartość prądów wzbudzanych przez nie, musi być równa zeru.

Aby wzmacniacz pracował według typu A, musi on spełniać dwa konieczne i wystarczające warunki:

a) całkowity przebieg pracy musi odbywać się w zakresie prostoliniowości charakterystyk, dzięki czemu unika się detekcji w obwodzie anodowym, a wielkości *S* i  $\rho$  lampy uważać można za stałe,

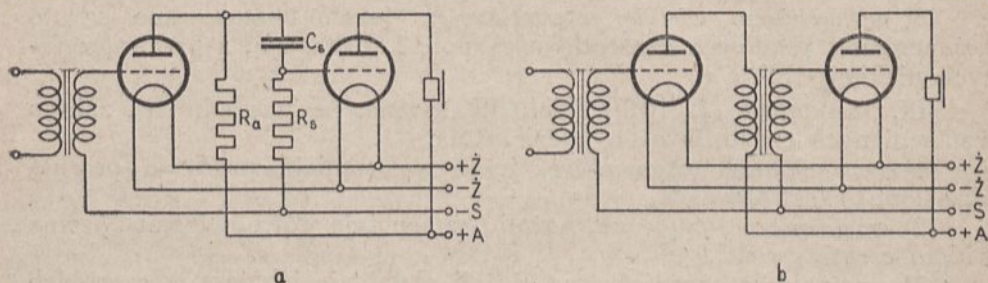
b) napięcie wzbudzające musi być zawarte w granicach ujemnych napięć siatki, by uniknąć detekcji w obwodzie siatkowym.

Natomiast wzmacniacze typów *B* i *C* pod wpływem wzbudzenia

<sup>1)</sup> Tom I, str. 140.

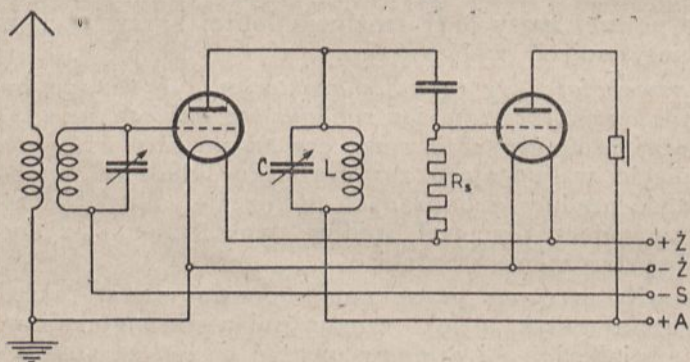
wykazują wzrost średniej wartości prądu anodowego, występuje więc w nich częściowe działanie detekcyjne.

Do typu *A* należy przeważająca większość wzmacniaczy małej częstotliwości, stosowanych w odbiornikach i w urządzeniach modulacyjnych nadajników. Według typu *B* pracują wzmacniacze wielkiej częstotliwości dla prądów modulowanych oraz przeciwsobne wzmacniacze małej częstotliwości, do ostatniej zaś grupy *C* można zaliczyć większość generatorów telegraficznych oraz stopni mniejszej mocy (przed stopniem modulowanym) nadajników radjotelefonicznych.



Rys. 37.

Na rys. 37 podane są typowe układy wzmacniaczy małej częstotliwości, a mianowicie: wzmacniacz oporowy (rys. 37 a) i wzmacniacz transformatorowy (rys. 37 b). Są to wzmacniacze aperiodyczne, wzmacniają bowiem cały zakres częstotliwości niezbędnych dla telefonji lub radjofonji. W pewnych tylko przypadkach (przy odbiorze telegraficznym) spotyka się wzmacniacze transformatorowe małej częstotliwości rezonansowe nastrajane na częstotliwość heterodynowania, najdogodniejszą dla telegrafisty.



Rys. 38 a.

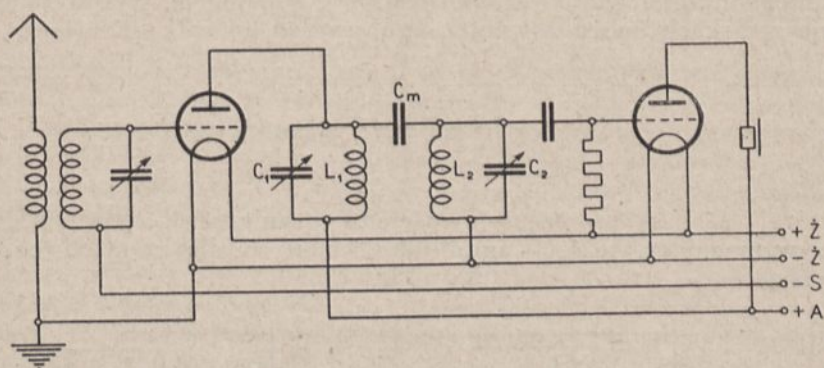
Typem wzmacniacza wielkiej częstotliwości jest wzmacniacz rezonansowy (rys. 38 a), lub jako pewna jego odmiana — wzmacniacz wid-



mowy (rys. 38 b), zawierający w obwodzie anodowym układ sprzężony o spłaszczonej krzywej rezonansu.

V. Wreszcie można przeprowadzić podział wzmacniaczy ze względu na rodzaj sprzężenia międzylampowego, a mianowicie:

a) *wzmacniacze oporowe*, jeżeli organem sprzężenia między stopniami wzmocnienia jest oporność omowa,



Rys. 38 b.

b) *wzmacniacze dławikowe*, gdy organem pośredniczącym między lampami jest indukcyjność,

c) *wzmacniacze transformatorowe*, gdy między lampami włączony jest transformator,

d) *wzmacniacze rezonansowe*, gdy lampy są sprzężone za pośrednictwem obwodu rezonansowego lub układu sprzężonego, w którym przynajmniej jeden z obwodów jest strojony.

## 2. Granice czułości wzmacniaczy.

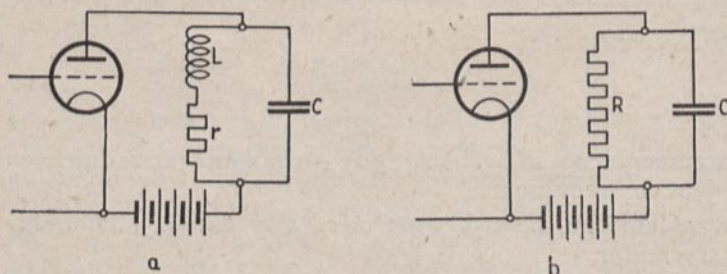
Mogłoby здаwać się, że lampa, jako przekaźnik elektrostatyczny, wolny od bezwładności mechanicznej, zdolna jest wzmacniać napięcia dowolnie małe, o ile tylko zastosuje się dostateczną liczbę stopni wzmocnienia, aby otrzymać moc niezbędną dla uruchomienia odpowiedniego wskaźnika (słuchawki lub przekaźnika). Jednakże doświadczenie wykazuje, że istnieje dolna granica wzmocnienia, spowodowana t. zw. *szumami własnymi wzmacniacza*. Przyczyn powstawania tych szumów należy doszukiwać się w strukturze materji, z której zbudowane są lampy i obwody wzmacniacza. A mianowicie: wskutek molekularnej budowy materji przebiegi elektronowe nie odbywają się w sposób ciągły, lecz nieregularnymi impulsami, wskutek czego prądy w lampach i w połączonych z nimi obwodach podlegają stałym wahaniom, dając źródło szumom własnym wzmacniacza, które potęgują się w miarę zwiększania wzmocnienia układu.

Przyczyny szumów własnych są trojakiego charakteru<sup>1)</sup>.

1) Molekularny charakter emisji elektronów przez katodę sprawia, że strumień elektronowy jest nieciągły (zwłaszcza w lampach z katodami oszczędnościowymi), lecz waha się w sposób nieregularny, modulując w ten sposób stały napozór prąd anodowy (Schottky 1918 — Schrot-Effekt<sup>2)</sup>). Wobec tego, że elektrony wydostają się z katody grupkami w nierównych odstępach, zjawisko ma przebieg aperiodyczny, zawierający nieskończone widmo częstotliwości<sup>3)</sup>, a napięcie, wytwarzane przez nie na zaciskach oporu zewnętrznego, wyraża się całką Fouriera:

$$V = \int_{\omega_1}^{\omega_2} V_{\omega} \sin(\omega t + \varphi_{\omega}) d\omega, \quad (50)$$

w której  $\omega_1$  i  $\omega_2$  są częstotliwościami granicznymi, przepuszczanymi przez wzmacniacz, a  $V_{\omega}$  — amplitudami napięcia dla częstotliwości składowych.



Rys 39.

Z całki równania (50) wynika, że napięcie szumów, wywołanych przez zjawisko Schottky'ego jest tem mniejsze, im węższe jest widmo częstotliwości wzmacnianych.

Przybliżoną wartość skuteczną napięcia szumów na zaciskach oporu zewnętrznego lampy daje równanie<sup>4)</sup> (rys. 39 a i b):

$$V_{sz} = \sqrt{\frac{e I_{aA}}{2} \cdot \frac{L_H + C_F r_{\Omega}^2}{C_F^2 r_{\Omega}}} V = 8,9 \cdot 10^{-6} \sqrt{I_{a mA} \frac{L_H + C_F r_{\Omega}^2}{C_F^2 r_{\Omega}}} \mu V, \quad (51)$$

1) Literatura: L. B. Turner, Chairman's Address, Part 2. Spontaneous Fluctuations in Valve Amplifiers. I. E. E. W. P. VIII. str. 16, 1933.

E. B. Moullin i H. D. M. Ellis, The Spontaneous Background Noise in Amplifiers due to Thermal Agitation and Shot Effect. I. E. E. W. P. IX. str. 81, 1934 r.

2) Nazwa jest wzięta od podobieństwa przepływu elektronów do sypania śrutu.

3) Podobny charakter mają zakłócenia zewnętrzne w odbiorze, omówione w tomie I, str. 410 i następane.

4) Patrz literatura do tego paragrafu.

w którym:

$e$  — ładunek elektronu w kulombach ( $e = 1,59 \cdot 10^{-19}$ ),  
 $I_a$  — średni prąd anodowy,  
 $L, C$  i  $r$  — stałe obwodu  $Z_a$ .

Jeżeli  $L = 0$ , równanie (51) upraszcza się do postaci:

$$V_{sz} = 8,9 \cdot 10^{-6} \sqrt{I_{a mA} \frac{r_{\Omega}}{C_F}} \mu V \quad (51 a)$$

W granicach wielkich częstotliwości, stosowanych w radjotechnice, równania (51) i (51 a) dają wyniki dostatecznie dokładne, jeżeli pominąć wpływ ładunku przestrzennego. Ładunek ten zmniejsza bowiem wpływ szumów, redukując wytwarzane przez nie napięcie, a mianowicie: w diodach do około 0,15 wartości obliczonej w/g równania (51), a w triodach— do średnio około 0,5 tej wartości.

Zapomocą wzoru (51) można obliczyć orientacyjnie napięcie szumów, wytwarzane w obwodzie anodowym wzmacniacza. Naprzykład dla wzmacniacza rezonansowego o danych:  $L = 100 \mu H$ ,  $C = 300 \mu p F$ ,  $r = 10 \Omega$ ,  $I_a = 4 mA$ , napięcie szumów przy uwzględnieniu redukcji, wywołanej przez ładunek przestrzenny, będzie:

$$V_{sz} \cong 4,5 \cdot 10^{-6} \sqrt{4 \cdot \frac{10^{-4} + 3 \cdot 10^{-10} \cdot 10^2}{9 \cdot 10^{-20} \cdot 10}} = 95 \mu V.$$

Dla wzmacniacza oporowego o  $R_a = 100000 \Omega$ , i pojemności anoda—katoda  $C_{ak} = 5 \mu p F$ , ( $L = 0$ ) przy prądzie  $I_a = 1 mA$ ,

$$V_{sz} \cong 4,5 \cdot 10^{-6} \sqrt{1 \cdot \frac{10^5}{5 \cdot 10^{-12}}} \cong 640 \mu V.$$

Przykłady te wykazują wyraźnie przewagę jakości wzmacniaczy rezonansowych nad oporowymi pod względem natężenia szumów własnych. Aby jednakże wartości te mogły być porównane z napięciem wejściowym wzmacniacza, należy je odnieść do obwodu siatkowego lampy, dzieląc otrzymane wartości przez wzmocnienie napięciowe układu. Stąd wniosek, że ze względu na szумы własne lamp, korzystniejsze są układy o dużym wzmocnieniu napięciowym (nowoczesne pentody wielkiej częstotliwości).

2) Drugą kategorię szumów własnych stanowią t. zw. migotania (ang. *flicker effect*), polegające na występowaniu nagłych impulsów prądu anodowego o stosunkowo małej częstotliwości (poniżej 1000 c/s), 100- do 1000-krotnie silniejszych, niż impulsy pochodzące od wahań Schottky'ego. Przyczyną ich jest przypuszczalnie odrywanie się od katody jonów dodatnich, powodujących nagłe zubożenie ładunku przestrzennego. Zjawisko to występuje szczególnie we wzmacniaczach małej częstotliwości, i to tem intensywniej, im niżej sięga zakres częstotliwości wzmacnianych.

W odróżnieniu od szumów elektronowych, dla których wartość

skuteczna napięcia jest proporcjonalna do  $I_a^{1/2}$ , szумы jonowe rosna proporcjonalnie do pierwszej potęgi prądu anodowego.

3) Trzeci wreszcie rodzaj szumów ma swe źródło poza lampą elektronową. Przyczyną jego są bezładne ruchy elektronów wewnątrz przewodników pod wpływem temperatury (zjawisko J. B. Johnson 1928). Ruchy te powodują stały przepływ prądów w różnych kierunkach, przy czym suma geometryczna tych prądów dąży do zera. Prądy te, podobnie jak wahania prądu emisji termoelektronowej, zawierają nieskończone widmo częstotliwości. Skuteczną wartość spadku napięcia, wytworzonego przez nie na końcach oporu  $R$ , można obliczyć z równania:

$$V = 2\sqrt{KTR\Delta f} \text{ cgs e.st.}, \quad (52)$$

w którym  $K$  jest stałą Boltzmanna ( $1,372 \cdot 10^{-16} \text{ erg}/1^\circ K$ ),  $R$  — oporem przewodnika w jednostkach *e.st.*,  $T$  — jego temperaturą w stopniach Kelvina, a  $\Delta f$  — zakresem częstotliwości przepuszczanym przez układ. W temperaturze  $20^\circ C$ , jeżeli  $R$  jest wyrażone w megomach, a  $V$  w mikrowoltach, wzór ten daje <sup>1)</sup>:

$$V \cong 0,13\sqrt{R\Delta f} \mu V. \quad (52 a)$$

Jak wynika z równania (52), szумы wywołane przez temperaturę przewodników, występują tem silniej, im większy jest opór omowy obwodów, są więc szczególnie dotkliwe w układach, w których zastosowane są oporniki upływowe w obwodzie siatki.

Występujące na tych oporach napięcia ulegają wzmocnieniu przez lampę, a więc w przeciwieństwie do szumów elektronowych, są tem groźniejsze, im większa jest amplifikacja układu. Naogół są one znacznie silniejsze, niż szумы własne lamp.

Jeden i drugi rodzaj szumów, jak wynika z ich określenia jako zjawiska o ciągłym widmie częstotliwości, dają tem wyższe napięcia, im szersze jest widmo częstotliwości wzmacniacza. Można je więc zredukować, stosując układy wzmacniające o możliwie wąskim zakresie częstotliwości, co da się urzeczywistnić zwłaszcza w układach wzmacniających wielkiej częstotliwości. Szczególnie niekorzystnie, zwłaszcza ze względu na zjawisko Johnsona, przedstawiają się wzmacniacze oporowe.

d) Oprócz wymienionych tu źródeł szumów, leżących w samej aparaturze wzmacniacza, również i źródła zasilające wprowadzają nieraz silne zakłócenia. I tak, w odbiornikach zasilanych z sieci prądu zmiennego, przyczyną szumu jest pozostała, pomimo nawet bardzo starannego wyfiltrowania, składowa zmienna prądu wyprostowanego. Nato-

<sup>1)</sup> Przeliczenie:

$$\begin{aligned} V &= 2\sqrt{KTR\Delta f} = 2\sqrt{1,372 \cdot 10^{-16} \cdot 293 R_{M\Omega} 9^{-1} \cdot 10^{-5} \Delta f} = 2\sqrt{445 \cdot 10^{-22} R_{M\Omega} \Delta f} = \\ &= 4,22 \cdot 10^{-11} \sqrt{R_{M\Omega} \Delta f} \text{ cgs e.st.} = 4,22 \cdot 10^{-11} \cdot 300 \cdot 10^6 \sqrt{R_{M\Omega} \Delta f} \mu V \cong 0,13 \sqrt{R_{M\Omega} \Delta f} \mu V. \end{aligned}$$

miast w odbiornikach bateryjnych pojawiają się, zwłaszcza pod koniec pracy baterji, urywane trzaski, nieraz o znacznej amplitudzie, będące wynikiem przebiegów elektrochemicznych w ogniwach.

Trzaski tego charakteru pojawiają się zresztą i z przyczyn leżących w samym wzmacniaczu. Są one wywołane przez elektrolizę, występującą w połączeniach lutowanych, w kondensatorach z okładzinami z cynfolji, w opornikach wykonanych z masy i t. p. i wzmagają się z biegiem czasu. Zapobiec im może tylko bardzo staranne wykonanie części składowych i połączeń wzmacniacza, a przede wszystkim zabezpieczenie ich przed działaniem wilgoci.

Wreszcie źródłem zakłóceń, leżącym w samym wzmacniaczu, jest t. zw. mikrofonowanie lamp, polegające na tem, że cienkie włókno katody, pobudzone do drgań mechanicznych, wywołuje synchroniczne zmiany prądu anodowego. Wobec tego, że drgania włókna mają częstotliwość własną rzędu kilkuset okresów na sekundę, mikrofonowanie wywołuje w słuchawkach dźwięk. Mikrofonowaniu zapobiega się przez silną konstrukcję mechaniczną włókna.

Jak wskazuje naszkicowana tu pokrótce teoria, można stosować następujące środki, zmierzające do zmniejszenia szumów własnych w odbiornikach i wzmacniaczach:

- 1) budowanie ich na zakres częstotliwości tak wąski, jak tylko pozwalają warunki prawidłowego odtwarzania sygnałów,
- 2) unikanie, w miarę możliwości, oporów rzeczywistych w obwodach wejściowych wzmacniaczy i zastępowanie ich oporami pozornymi (dławiki, transformatory, obwody rezonansowe).

Przy możliwie racjonalnem wykorzystaniu wymienionych środków można osiągnąć następujące granice czułości dla urządzeń odbiorczych i wzmacniających<sup>1)</sup>:

- 1) W odbiornikach radjofonicznych średniej czułości i innych o tej samej kategorii czułości, wymagana jest minimalna amplituda napięcia wzbudzającego między siatką i katodą pierwszej lampy około  $10 \mu V$ <sup>2)</sup>.
- 2) Wzmacniacze aperiodyczne małej częstotliwości dają napięcie szumów, odniesione do siatki pierwszej lampy, rzędu kilku  $\mu V$ . Wpływ szumów można zmniejszyć, stosując transformator wejściowy o dostatecznie dużej przekładni (L. B. Turner).

We wzmacniaczach rezonansowych małej częstotliwości szумы są znacznie mniejsze i mogą być utrzymane poniżej  $1 \mu V$  na siatce pierwszej lampy (J. B. Johnson). Korzystniejsze są tu oczywiście wyższe częstotliwości rezonansowe, gdyż przy mniejszych częstotliwościach dają się we znaki wyładowania jonowe.

- 3) Wzmacniacze rezonansowe wielkiej częstotliwości mogą pracować przy napięciu wejściowem (na zaciskach wejściowych wzmacniacza) rzędu  $1 \mu V$  (A. W. Hull<sup>3)</sup>).

<sup>1)</sup> Zestawienie oparte na pracy L. B. Turnera.

<sup>2)</sup> Stuart Ballantine, Fluctuation Noise in Receivers, P. I. R. E. XVIII, str. 1379, r. 1932.

<sup>3)</sup> Electronic Devices as Aids to Research, Physics 1932. T. II., str. 419.

Dane te odnoszą się do wzmacniaczy dla celów technicznych. Za pomocą specjalnie zbudowanych lamp t. zw. *elektrometrycznych* udało się zejść znacznie niżej, wzmacniając prądy rzędu  $10^{-15}$  ampera, dostarczone przez komórki fotoelektryczne (A. W. Hull).

### 3. Oznaczenia.

W dalszym ciągu będą stosowane następujące oznaczenia:

- $E_{am}, E_a, e_a$  — siła elektromotoryczna zmienna, działająca w obwodzie anodowym,  
 $I_a$  . . . — prąd stały anodowy (składowa stała we wzmacniaczach typów *B* i *C*),  
 $I_o$  . . . — prąd stały spoczynkowy w obwodzie anodowym (we wzmacniaczach typów *B* i *C*),  
 $I_k$  . . . — prąd żarzenia,  
 $I_{ns}$  . . . — prąd nasycenia,  
 $I_s$  . . . — prąd stały siatkowy,  
 $J_{am}, J_a, i_a$  — całkowity prąd anodowy (składowa stała z nałożoną składową zmienną),  
 $J_{Am}, J_A, i_A$  — prąd zmienny w obwodzie rezonansowym (w układach rezonansowych),  
 $J_{zm}, J_z, i_z$  — składowa zmienna prądu anodowego,  
 $P_1$  . . . — moc doprowadzona do obwodu anodowego,  
 $P_2$  . . . — moc użyteczna prądu zmiennego, wydzielona na odporze zewnętrznym,  
 $P_a$  . . . — moc stracona w anodzie,  
 $U_a$  . . . — napięcie stałe anodowe,  
 $U_b$  . . . — napięcie stałe źródła, zasilającego obwód anodowy,  
 $U_k$  . . . — napięcie żarzenia,  
 $U_s$  . . . — napięcie stałe siatkowe,  
 $V_{am}, V_a$  . . . — napięcie tętniące między anodą i katodą ( $U_a + v_s$ ),  
 $V_{m1}, V_1, v_1$  — napięcie zmienne wejściowe członu wzmacniającego,  
 $V_{m2}, V_2, v_2$  — napięcie zmienne wyjściowe,  
 $V_{sm}, V_s, v_s$  — napięcie zmienne w obwodzie siatkowym (napięcie wzbudzające),  
 $V'_{sm}, V'_s$  . . . — napięcie tętniące między siatką i katodą ( $U_s + v_s$ ),  
 $V_{zm}, V_z, v_z$  — napięcie zmienne na zaciskach zewnętrznych obwodu anodowego.

Podane tu oznaczenia odnoszą się do lamp trójelektrodowych. W miarę omawiania układów wieloelektrodowych oznaczenia te będą stopniowo rozszerzane.

### 4. Zasada działania wzmacniacza napięciowego. Charakterystyka robocza, czyli charakterystyka obciążenia.

Przed rozpatrzeniem złożonych układów wzmacniających, w pierwszej kolejności zanalizowana praca lampy w warunkach najprostszych i przy

obciążeniu według typu A. W tym celu należy przyjąć dwa zasadnicze ograniczenia:

1<sup>o</sup>, że lampa pracuje bez prądu siatki, a więc, że praca jej ogranicza się tylko do zakresu ujemnych napięć siatkowych,

2<sup>o</sup>, że przebiegi odbywają się tylko na prostolinijnych częściach charakterystyk, a więc, że wielkości  $S$  i  $\rho$  są stałe w granicach rozpatrywanych przebiegów.

Przy takim założeniu, dzięki temu, że pod działaniem napięcia wzbudzającego składowa stała prądu anodowego nie ulega zmianie, można jej nie brać pod uwagę i ograniczyć się tylko do składowych zmiennych przebiegu, co znacznie uprości dalsze przeliczenia.

Ponadto, przyjmując dostatecznie małą częstotliwość prądów wzmacnianych, można pominąć wpływ pojemności wewnętrznych lampy na przebieg wzmocnienia. Pojemności te będą uwzględnione oddzielnie w dalszym ciągu<sup>1)</sup>.

a) *Wzbudzenie lampy zwartej.*

Gdy lampa znajduje się w spoczynku, to znaczy, gdy napięcie anodowe  $U_a$  i napięcie siatkowe  $U_s$  są stałe, przez lampę przepływa stały prąd anodowy  $I_a$  wyznaczony danymi  $U_a$  i  $U_s$  w zbiorze charakterystyk lampy (*początkowy punkt pracy lampy*).

Przy założeniu charakterystyk prostolinijnych prąd ten można wyrazić równaniem (40):

$$I_a = \frac{1}{\rho} (U_a - U_{ao} + K U_s) = \frac{U_a - U_{ao}}{\rho} + S U_s. \quad (a)$$

Skoro w obwodzie siatki wystąpi zmiana napięcia o pewną wartość  $\Delta U_s$ , prąd anodowy również ulega zmianie o pewną wartość  $\Delta I_a$ . Przy założeniu, że obwód anodowy jest zwarty, tak jak to w praktyce jest zrealizowane przy zdejmowaniu charakterystyk, prąd anodowy<sup>2)</sup> można obliczyć na podstawie równania (a):

$$I_a + \Delta I_a = \frac{(U_a - U_{ao}) + K(U_s + \Delta U_s)}{\rho} = \frac{U_a - U_{ao}}{\rho} + S(U_s + \Delta U_s). \quad (b)$$

Przyrost prądu  $\Delta I_a$  można obliczyć, odejmując równanie (a) od (b):

$$\Delta I_a = S \Delta U_s = \frac{K \Delta U_s}{\rho}. \quad (c)$$

Jeżeli przyjąć sinusoidalny przebieg zmian napięcia w obwodzie siatki, czyli sinusoidalne *napięcie wzbudzające*:

$$v_s = V_{sm} \sin \omega t, \quad (d)$$

<sup>1)</sup> Rozdział VI, § 1.

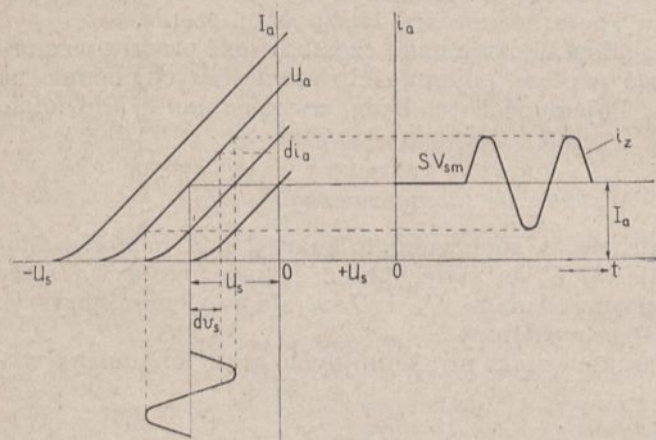
<sup>2)</sup> Pamiętać należy, że dodatni przyrost  $\Delta U_s$  odpowiada wzrostowi potencjału siatki względem katody, przyrost zaś prądu anodowego  $\Delta I_a$  jest dodatni, jeżeli wartość prądu anodowego wzrasta.

to otrzymuje się również sinusoidalne zmiany prądu anodowego, czyli sinusoidalną *składową zmienną prądu anodowego*:

$$i_z = \frac{K V_{sm} \sin \omega t}{\rho} = S V_{sm} \sin \omega t = J_{zm} \sin \omega t, \quad (e)$$

nakładającą się na składową stałą  $I_a$  tego prądu. Przebieg ten jest uwidoczniiony na rys. 40.

Prąd  $i_z$ , otrzymany w tych warunkach, można nazwać *prądem*



Rys. 40.

*zwarcia* wzmacniacza lampowego. Jak wynika z równania (e), w lampie o oporności  $\rho$  prąd zwarcia powstaje jakby pod działaniem siły elektromotorycznej  $K v_s$ . W rzeczywistości jest on wywołany działaniem elektrostatycznym potencjału siatki na strumień elektronów, a miarą tego działania jest wielkość  $S$ . Matematycznie jest jednak dogodniej rozpatrywać

przebiegi zmienne w lampie jako wynikające z działania siły elektromotorycznej  $K v_s$ .

#### b) Wzbudzenie lampy obciążonej.

Lampa zwarta nie może działać jako wzmacniacz napięciowy, gdyż, jak wynika z samego założenia, całkowita siła elektromotoryczna, powstająca w obwodzie anodowym, zużywa się na pokonanie wewnętrznego spadku napięcia, a napięcie na zaciskach zewnętrznych stale jest równe zeru. Aby otrzymać napięcie zewnętrzne, należy włączyć w obwód anodowy lampy jakikolwiek opór  $Z_a$  (patrz rys. 44 a, str. 72). Najprostszym przypadkiem będzie obciążenie bezindukcyjne w postaci oporu rzeczywistego  $R_a$ . Opór ten wywołuje oczywiście stały spadek napięcia, tak, iż napięcie anodowe lampy  $U_a$  jest mniejsze od napięcia zasilającego  $U_b$  o wartość  $I_a R_a$ . Uwzględniając ten spadek napięcia, czyli przykładając  $U_b$  odpowiednio większe, otrzymuje się, jak i poprzednio, prąd anodowy spoczynkowy:

$$I_a = \frac{(U_a - U_{a0}) + K U_s}{\rho}. \quad (a)$$

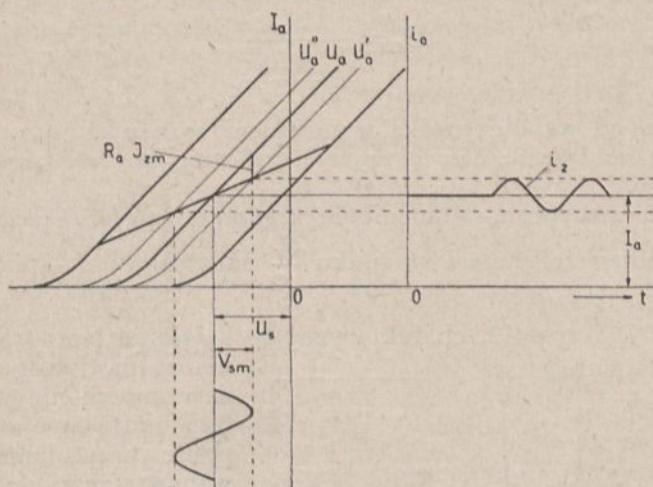
Skoro teraz pojawi się zmiana napięcia siatkowego  $\Delta U_s$ , wywoła



ona zmianę prądu anodowego  $\Delta I_a$ , przy obliczeniu której należy uwzględnić spadek napięcia<sup>1)</sup>:

$$\Delta U_a = \Delta I_a R_a, \quad (b)$$

wywołany przez tę zmianę prądu na oporze zewnętrznym obwodu lam-



Rys. 41.

py i obniżający odpowiednio napięcie anodowe. Równanie prądu anodowego przyjmie więc postać:

$$I_a + \Delta I_a = \frac{(U_a - U_{a0} - \Delta U_a) + K(U_s + \Delta U_s)}{\rho}. \quad (c)$$

Po odjęciu stronami równania (a) od równania (c) i po podstawieniu wartości na  $\Delta U_a$  z równania (b), otrzymuje się:

$$\Delta I_a = \frac{K \Delta U_s - \Delta I_a R_a}{\rho}. \quad (d)$$

Stąd można obliczyć:

$$\Delta I_a \left( 1 + \frac{R_a}{\rho} \right) = S \Delta U_s,$$

czyli:

$$\Delta I_a = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{\rho}} \Delta U_s = S_r \Delta U_s. \quad (e)$$

<sup>1)</sup> Przyrosty napięć w obwodzie anodowym, liczone w kierunku działania stałej siły elektromotorycznej, w sumie winny dać zero, a więc przyrost napięcia na oporze zewnętrznym będzie znaku przeciwnego do przyrostu napięcia na lampie między anoda i katoda.

W odniesieniu do prądu zmiennego będzie miała miejsce równość:

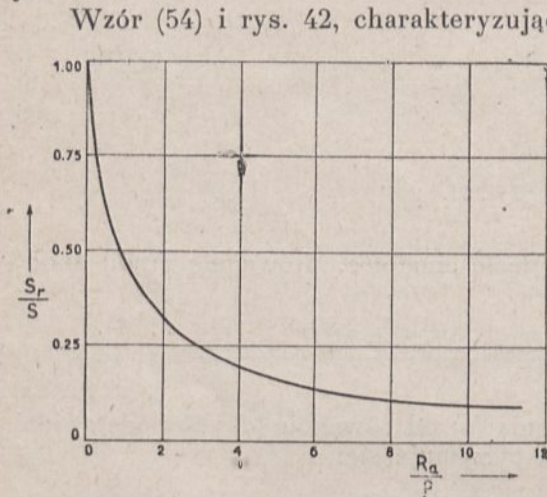
$$J_{zm} = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{\rho}} V_{sm} = S_r V_{sm}. \quad (53)$$

W równaniu tem wielkość

$$S_r = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{\rho}} \quad (54)$$

jest mniejsza od współczynnika wzmocnienia prądowego lampy zwartej i nosi nazwę *nachylenia charakterystyki roboczej* lub *roboczego wzmocnienia prądowego*.

Jak widać, robocze wzmocnienie prądowe maleje ze wzrostem oporu  $R_a$ . Przebieg zależności stosunku  $\frac{S_r}{S}$  od stosunku  $\frac{R_a}{\rho}$  podany jest na rys. 42.



Rys. 42.

Wzór (54) i rys. 42, charakteryzujące działanie lampy jako wzmacniacza prądowego, wskazują, że wzmocnienie prądowe jest tem skuteczniejsze (wahania prądu przy danem napięciu wzbudzającym są tem większe), im mniejsza jest oporność obwodu zewnętrznego.

Przebiegi w lampie obciążonej są uwidocznione na rys. 41.

Mnożąc równanie (d) obustronnie przez  $\rho$  otrzymuje się związek:

$$\rho \Delta I_a = K \Delta U_s - \Delta I_a R_a, \quad (f)$$

lub, po podstawieniu przebiegów sinusoidalnych:

$$J_{zm} \rho \sin \omega t = K V_{sm} \sin \omega t - J_{zm} R_a \sin \omega t = K V_{sm} \sin \omega t - V_{zm} \sin \omega t. \quad (55)$$

Związek ten wskazuje, że w przypadku obciążenia bezindukcyjnego na oporze zewnętrznym  $R_a$  występuje *zmienny spadek napięcia  $v_z$ , przesunięty w fazie o  $180^\circ$  względem działającej siły elektromotorycznej  $K v_s$* <sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Jeżeli za dodatni kierunek siły elektromotorycznej  $v_s$  przyjąć kierunek od siatki do katody, to dodatni kierunek składowej zmiennej  $i_z$  prądu anodowego będzie zgodny z kierunkiem siły elektromotorycznej  $v_s$ , a więc i z  $K v_s$ . Zmienny spadek napięcia na oporze zewnętrznym  $R_a$  będzie zgodny co do fazy prądem  $i_z$ . Stąd wynika, że zmienne napięcie na lampie jest równe co do bezwzględnej wartości lecz przeciwne co do znaku zmiennemu spadkowi napięcia na oporze zewnętrznym. W praktyce zmienny spadek napięcia na oporze zewnętrznym mierzy się różnicą potencjałów na końcówkach tego oporu. Zmienna różnica potencjałów między anodą i katodą lampy, równa spadkowi napięcia  $v_z$  na oporze zewnętrznym  $R_a$ , będzie więc znaku przeciwnego do kierunku prądu  $i_z$ . (Przypisek korektora).

Przebiegi zachodzące w lampie przy obciążeniu bezindukcyjnym są podane na rys. 43. Widać z niego, że zmiany  $v_s$  i  $i_z$  przebiegają w fazie, natomiast  $v_z$  jest przesunięte względem nich o  $180^\circ$ . Z tego powodu, gdy na anodzie występuje najwyższy potencjał dodatni względem katody, siatka ma równocześnie największą wartość bezwzględną potencjału ujemnego.

Maksymalna różnica potencjałów, występująca wówczas między temi elektrodami, jak widać z rys. 43, wynosi:

$$V_{asm} = |V_{am}| + |V'_{sm}| = |U_a| + |U_s| + |V_{zm}| + |V_{sm}|. \quad (56)$$

Jest ona decydująca dla wytrzymałości elektrycznej lampy.

Naodwrot zaś, gdy potencjał anody jest najniższy, potencjał siatki jest bliski zera, a nawet, jak np. w generatorach lampowych, ma najwyższą wartość dodatnią.

Znajomość tych przebiegów jest bardzo ważna w teorii generatorów lampowych. Zmienne napięcie  $v_z$  na odporze zewnętrznym jest napięciem użytecznym dostarczanym przez wzmacniacz. Na podstawie równania (55), można znaleźć stosunek tego napięcia do napięcia wzbudzającego  $v_s$ , zwany *stosunkiem wzmocnienia napięciowego* lub *przebiegiem napięciową* amplifikatora.

Składowa zmienna prądu anodowego wynosi bowiem na podstawie tego równania:

$$J_{zm} \sin \omega t = \frac{KV_{sm} \sin \omega t}{\rho + R_a},$$

czemu odpowiada wartość maksymalna:

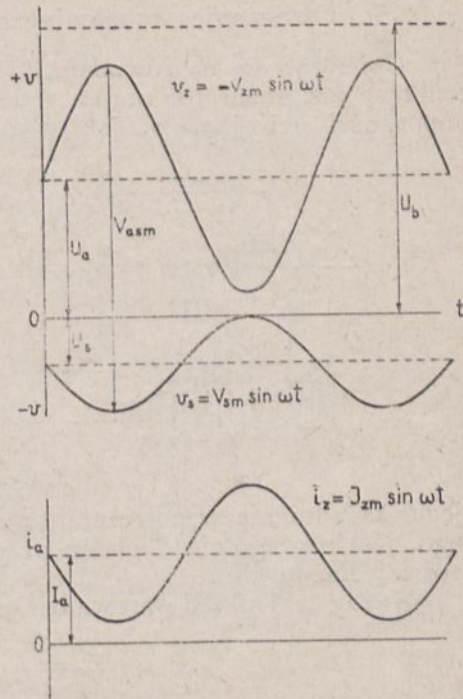
$$J_{zm} = \frac{KV_{sm}}{\rho + R_a}. \quad (57)$$

Odpowiadający temu prądowi spadek napięcia wynosi:

$$V_{zm} = -\frac{KV_{sm}}{\rho + R_a} R_a = -\frac{KV_{sm}}{1 + \frac{\rho}{R_a}}, \quad (58)$$

skąd otrzymuje się współczynnik wzmocnienia napięciowego, jako wartość bezwzględna:

$$|k| = \frac{V_{zm}}{V_{sm}} = \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R_a}}. \quad (59)$$



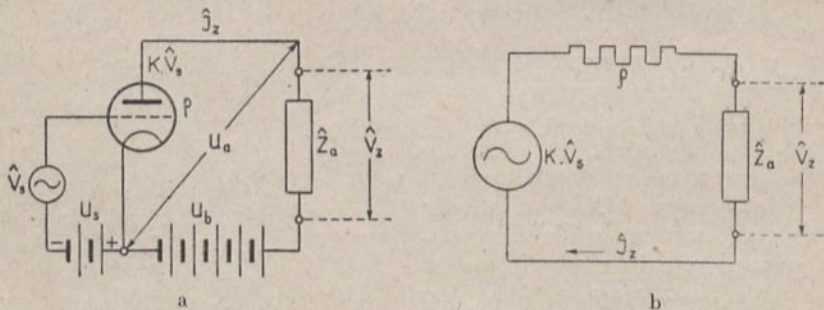
Rys. 43.

Jak z tego wynika, przekładnia napięciowa amplifikatora, w przeciwieństwie do nachylenia charakterystyki roboczej, rośnie ze wzrostem oporu zewnętrznego.

Charakterystykę roboczą czyli charakterystykę obciążenia lampy, której nachylenie znaleziono tu dla przebiegów zmiennych, można zdjąć metodą statyczną. Przeprowadza się to tym samym sposobem, co zdjęcie charakterystyki zwarcia lampy (patrz schemat rys. 23), z tą tylko różnicą, że w obwód anodowy włącza się żądany opór  $R_a$ . Charakterystyki takie zdejmuje się przy stałym napięciu baterji anodowej  $U_b$ .

## 5. Obliczenie wzmacniacza rachunkiem symbolicznym.

Opierając się na równaniach (57) i (58), liczyć można wzmacniacz lampowy jak generator prądu zmiennego o sile elektromotorycznej  $K\hat{V}_s$  i oporności uzwojenia  $\rho$ , jak to przedstawiono na rys. 44 a i b. Takie



Rys. 44.

ujęcie zagadnienia w połączeniu z zastosowaniem rachunku symbolicznego, jest szczególnie dogodnie przy rozpatrywaniu układów lampowych bardziej złożonych.

Każdy taki układ sprowadzić można ostatecznie do postaci:

$$\hat{Z}_a = R_a + jX_a, \quad (60)$$

tak, iż rozwiązanie wzmacniacza z oporem zespolonym w obwodzie anody jest zarazem najogólniejszym rozwiązaniem wzmacniacza.

Stosując do schematu zastępczego rys. 44 b prawo Ohma, znajduje się składową zmienną prądu anodowego:

$$\hat{J}_z = \frac{K\hat{V}_s}{\rho + \hat{Z}_a} = \frac{S}{1 + \frac{\hat{Z}_a}{\rho}} \hat{V}_s = \frac{K\hat{V}_s}{\sqrt{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}} \varepsilon^{-j\varphi_1}, \quad (61)$$

jeżeli kąt  $\varphi_1$  przesunięcia faz między siłą elektromotoryczną i prądem jest określony zależnością:

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{X_a}{\rho + R_a}. \quad (61 a)$$

Przebieg prądu anodowego w czasie można więc wyrazić równaniem:

$$i_a = I_a + i_z = I_a + J_{zm} \sin(\omega t - \varphi_1). \quad (61 \text{ b})$$

Odpowiadający prądowi  $\hat{J}_z$  spadek napięcia<sup>1)</sup> na oporze zewnętrznym  $\hat{Z}_a$  oblicza się przy pomocy równania (61) jako<sup>2)</sup>:

$$\hat{V}_z = -\hat{J}_z \hat{Z}_a = -K \hat{V}_s \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a} = -K \hat{V}_s \sqrt{\frac{R_a^2 + X_a^2}{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}} e^{j(\varphi_2 - \varphi_1)}, \quad (62)$$

jeżeli

$$\varphi_2 = \arctg \frac{X_a}{R_a} \quad (62 \text{ a})$$

jest kątem przesunięcia faz między prądem  $\hat{J}_z$  i napięciem zewnętrznym  $\hat{V}_z$ .

Zgodnie z definicją (59) wzmocnienie napięciowe wzmacniacza o obciążeniu zespolonym można obliczyć jako:

$$\hat{k} = \frac{\hat{V}_z}{\hat{V}_s} = -K \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a} = -K \sqrt{\frac{R_a^2 + X_a^2}{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}} e^{j(\varphi_2 - \varphi_1)}. \quad (63)$$

Równanie (63) można wyrazić również w postaci nieco odmiennej, wprowadzając  $K = \rho S$ , a mianowicie:

$$\hat{k} = -\rho S \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a} = -\frac{S \hat{Z}_a}{1 + \frac{\hat{Z}_a}{\rho}}. \quad (63 \text{ a})$$

Gdy opór dynamiczny lampy jest bardzo duży wobec  $\hat{Z}_a$ , jak np. w układach z lampami ekranowanymi i pentodami, wówczas równanie (61) sprowadza się do postaci:

$$\hat{J}_z \cong S \hat{V}_s, \quad (61 \text{ c})$$

a stosunek wzmocnienia, na podstawie równania (63 a) — do wzoru:

$$\hat{k} \cong -S \hat{Z}_a. \quad (63 \text{ b})$$

Wzmocnienie napięciowe jest wówczas proporcjonalne do oporu zewnętrznego.

Z równania (62) wynika:

$$K \hat{V}_s = \hat{J}_z \rho + \hat{J}_z \hat{Z}_a,$$

czyli:

$$\hat{J}_z \hat{Z}_a = K \hat{V}_s - \hat{J}_z \rho = -\hat{V}_z, \quad (64)$$

<sup>1)</sup> Pamiętać należy, że za spadek napięcia na oporze zewnętrznym uważana jest różnica potencjałów między anodą i katodą lampy.

<sup>2)</sup> Patrz również wykres kołowy w § 7.

co można też napisać w postaci:

$$\hat{J}_z = \frac{K \hat{V}_s + \hat{V}_z}{\rho} \quad (64 a)$$

Z równania (64) wynika, że napięcie na zaciskach zewnętrznych lampy równa się sile elektromotorycznej  $K\hat{V}_s$  zmniejszonej o spadek napięcia wewnątrz źródła prądu, za które można uważać lampę (rys. 44 b). Im mniejsza jest oporność lampy wobec oporności zewnętrznej, tem większe napięcie otrzymuje się na zaciskach. Istnieje jednak zasadnicza różnica między lampą i maszyną, a mianowicie *maszyna przy otwartym obwodzie zewnętrznym daje największe napięcie na zaciskach, równe sile elektromotorycznej, lampa zaś przy otwartym obwodzie zewnętrznym nie może działać, ze względu na przerwę w obwodzie prądu stałego. Można jednak dowolnie zbliżyć się do przypadku*

$$Z_a = \infty$$

stosując opór, którego oporność rzeczywista dla składowej stałej jest skończona, zaś oporność pozorna dla prądu zmiennego jest zbliżona do nieskończoności. Takim urządzeniem jest np. idealny obwód rezonansu prądów.

## 6. Obciążenie rzeczywiste i obciążenie urojone lampy.

Dla równania (63) charakterystyczne są dwa przypadki skrajne:

- a) obciążenie rzeczywiste, gdy  $X_a = 0$ ,
- b) obciążenie urojone, gdy  $R_a = 0$ .

a) Gdy obciążenie jest rzeczywiste, równanie (63) sprowadza się do postaci:

$$k = -K \frac{R_a}{\rho + R_a} = -\frac{K}{1 + \frac{\rho}{R_a}},$$

zgodnej z równaniem (59) § 4-go.

Przebieg tej funkcji podaje krzywa I rys. 45, z której widać, że początkowo w miarę wzrostu  $R_a$  wzmocnienie napięciowe szybko rośnie, osiągając przy stosunku  $\frac{R_a}{\rho} = 4$ , wartość  $0,8 K$ , przy dalszem zaś zwiększaniu  $R_a$  wzmocnienie rośnie wolno, dążąc asymptotycznie do wartości  $K$ .

Wzmacniacz z obciążeniem rzeczywistym można zrealizować w sposób dwojaki:

- a) włączając w obwód anodowy *opór rzeczywisty* (wzmacniacz oporowy),
- b) włączając w obwód anodowy *obwód rezonansu prądów*, dostrojony do rezonansu z częstotliwością wzbudzającą (wzmacniacz rezonansowy).

Podczas, gdy we wzmacniaczu oporowym wartość  $U_a + V_{zm}$  nigdy nie może przekroczyć napięcia  $U_b$  (patrz rys. 43), gdyż lampa w obwodzie anodowym siły elektromotorycznej nie wytwarza<sup>1)</sup>, to we wzmacniaczu rezonansowym, dzięki sile elektromotorycznej samoindukcji napięcie  $v_z$  oscyluje dokoła stałego napięcia  $U_a$ , które, ze względu na mały opór rzeczywisty obwodu, jest zarazem napięciem zasilającym  $U_b$ .

To samo zjawisko występuje zresztą we wszystkich układach lampowych, zawierających w obwodzie anodowym indukcyjność.

Druga różnica między jednym i drugim urządzeniem polega na tem, że wzmacniacz oporowy można uważać za aperiodyczny, podczas gdy wzmacniacz rezonansowy wzmacnia wąskie pasmo częstotliwości.

b) Przy obciążeniu urojonem równanie (63) ma postać:

$$\hat{k}_l = \frac{\hat{V}_z}{\hat{V}_s} = - \frac{K}{\sqrt{1 + \frac{\rho^2}{X_a^2}}} e^{j(\pi/2 - \varphi_1)}, \quad (65)$$

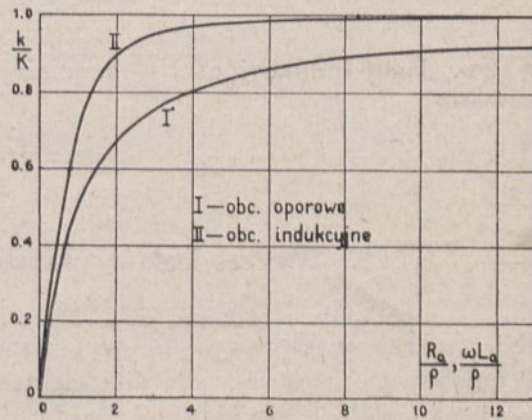
$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{X_a}{\rho},$$

Przebieg tej funkcji przedstawia krzywa II rys. 45. Jak widać, funkcja ta rośnie o wiele szybciej, niż przy wzmocnieniu oporowym, bo już przy stosunku  $\frac{X_a}{\rho} = 2$ , osiąga prawie  $0,9 K$ .

Typowym przykładem wzmacniacza z obciążeniem urojonem jest wzmacniacz dławikowy, zawierający w obwodzie anodowym duży opór indukcyjny. Do tego samego typu prowadzi się napięciowy wzmacniacz transformatorowy, w którym wtórne uzwojenie transformatora obciążone jest tylko obwodem siatki następnej lampy. Dzięki zastosowaniu transformatora napięcie wzmocnione, uzyskane na uzwojeniu pierwotnym transformatora, zwiększa się w uzwojeniu wtórnym w stosunku przekładni  $p$  transformatora:

$$|k_l| = \left| \frac{\hat{V}_{s_2}}{\hat{V}_{s_1}} \right| = \frac{p K}{\sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{X_a}\right)^2}}. \quad (66)$$

<sup>1)</sup> Jak już podkreślono w § 4 ustęp a), wielkość  $Kv_s$  jest tylko wielkością fikcyjną, zastępczą, a natężenie prądu anodowego zmienia się pod bezpośrednim działaniem  $v_s$ .



Rys. 45

Wielkość  $k_l$  przy wzmocnieniu dławikowym jest funkcją dwu zmiennych niezależnych  $L$  i  $\omega$ . Można więc dobrać odpowiednio  $L$ , aby osiągnąć żądane  $k_l$  przy pewnej częstotliwości kątowej  $\omega$  lub też przy danym  $L$  znaleźć najmniejszą częstotliwość  $\omega_{\min}$ , powyżej której wzmocnienie będzie praktycznie niezależne od częstotliwości.

Praktycznie będzie to spełnione gdy <sup>1)</sup>:

$$20 \log \left( \frac{K}{k_l} \right) \leq 2, \quad (67 \text{ a})$$

skąd:

$$k_l = \frac{K}{1,259} \cong 0,8 K.$$

Odpowiada temu zgodnie z równaniem (65) wartość:

$$\frac{\omega L}{\rho} \cong 1,33. \quad (67 \text{ b})$$

Stąd można znaleźć najmniejszą indukcyjność, spełniającą warunek (67 b):

$$L_{\min} = \frac{1,33 \rho}{\omega},$$

a przy danej indukcyjności — najmniejszą dobrze wzmocnioną częstotliwość:

$$\omega_{\min} = \frac{1,33 \rho}{L}.$$

## 7. Wykres kołowy wzmacniacza lampowego.

Na podstawie równań (61), (61 a), (62), (62 a) i (63 a) można sporządzić wykres wektorowy (kołowy) wzmacniacza lampowego (rys. 46 a). A mianowicie: obrawszy dla siły elektromotorycznej  $K\hat{V}_z = \overline{AD}$  kierunek poziomy, odkłada się kierunek prądu  $\hat{J}_z$  pod kątem  $\varphi_1$  (np. dla obciążenia indukcyjnego w dół). Na kierunku tym odcina się spadek napięcia wewnątrz lampy:

$$\hat{J}_z \rho = \overline{BA},$$

skąd jako trzeci bok trójkąta otrzymuje się spadek napięcia zewnętrzny:

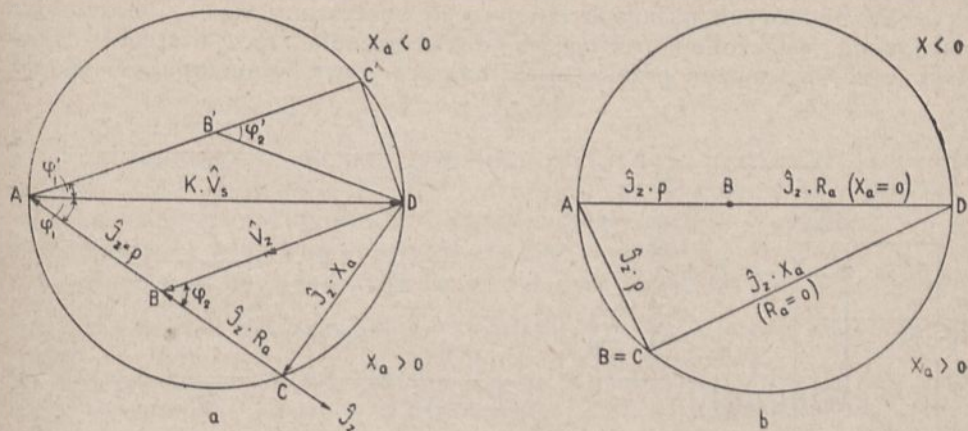
$$\hat{V}_z = \overline{DB}.$$

Kreśląc z punktu  $D$  prostopadłą do prostej  $\hat{J}_z$ , odcina się na niej

<sup>1)</sup> Patrz tom I str. 140.



odcinek  $\overline{CB}$ , równy składowej rzeczywistej spadku napięcia  $\hat{V}_z$ , która



Rys. 46.

obliczyć można na podstawie równania (62) jako:

$$|V_r| = \frac{KV_s}{\sqrt{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}} R_a. \quad (68)$$

Składową urojoną spadku napięcia zewnętrznego przedstawia odcinek  $\overline{DC}$ , wartość jej wynosi:

$$|V_x| = \frac{KV_s}{\sqrt{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}} X_a. \quad (68 a)$$

Z wykresu można obliczyć stosunek wzmocnienia napięciowego lampy jako:

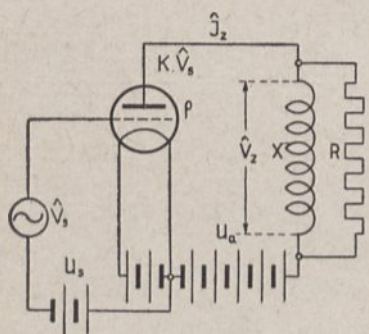
$$\hat{k} = \frac{\overline{BD}}{\overline{AD}} K. \quad (69)$$

Jak łatwo dowieść, miejscem geometrycznym punktów  $C$  przy jakichkolwiek wartościach  $\hat{Z}_a$ , jest obwód koła, wykreślonego na odcinku  $\overline{AD}$  jako średnicy.

Przy obciążeniu indukcyjnym punkt  $C$  będzie leżał na dolnym półkolu, a przy pojemnościowym — na górnym. Przy obciążeniu rzeczywistym wykres zlewa się z prostą  $\overline{AD}$  (rys. 46 b), zaś przy obciążeniu urojonem punkt  $B$  zlewa się z punktem  $C$  i zajmuje jego miejsce na obwodzie koła. Łatwo przekonać się, że przy obciążeniu urojonem w miarę wzrostu oporności zewnętrznej  $\hat{k}$  szybciej zbliża się do  $K$  niż przy obciążeniu rzeczywistym. Jest to zresztą zgodne z wnioskami z poprzedniego paragrafu.

## 8. Układ z obciążeniem urojonem, załączonym równoległe do rzeczywistego.

W niektórych układach lampowych spotykamy się z obciążeniem urojonem, załączonym *równoległe* do obciążenia rzeczywistego. Układ taki (rys. 47), można przekształcić na szeregowy w następujący sposób:



Rys. 47.

$$\begin{aligned} \hat{Z} &= \frac{jRX}{R+jX} = \frac{jRX(R-jX)}{R^2+X^2} = \\ &= \frac{RX^2}{R^2+X^2} + j \frac{R^2X}{R^2+X^2} = \\ &= \frac{RX}{R^2+X^2}(X+jR) = \frac{RX}{\sqrt{R^2+X^2}} \varepsilon^{j\varphi_2}, \quad (a) \end{aligned}$$

z czego, przyjmując:

$$\hat{Z}_a = R_a + jX_a, \quad (b)$$

otrzymuje się:

$$\left. \begin{aligned} R_a &= \frac{RX^2}{R^2+X^2} = \frac{R}{1+\frac{R^2}{X^2}}, \\ X_a &= \frac{R^2X}{R^2+X^2} = \frac{X}{1+\frac{X^2}{R^2}}, \end{aligned} \right\} \quad (c)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{R^2X}{RX^2} = \frac{R}{X}. \quad (d)$$

Stąd obliczyć można wzmacnienie napięciowe na zasadzie równania (63):

$$\hat{k} = -K \sqrt{\frac{R_a^2 + X_a^2}{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}} \varepsilon^{j(\varphi_2 - \varphi_1)}, \quad (70)$$

gdzie na podstawie równości (d):

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{R}{X},$$

oraz

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{X_a}{\rho + R_a} = \frac{R^2X}{\rho(R^2+X^2) + RX^2}. \quad (70 a)$$

Podstawiając odpowiednie wartości z równań (c) otrzyma się wartość bezwzględna wzmocnienia napięciowego <sup>1)</sup>:

$$|k| = \frac{K}{\sqrt{\left(1 + \frac{\rho}{R}\right)^2 + \left(\frac{\rho}{X}\right)^2}} \quad (71)$$

Równanie to, podobnie jak (63), daje dwa przypadki krańcowe. A mianowicie: zakładając  $X = \infty$ , otrzymuje się równanie (59), odpowiadające wzmocnieniu oporowemu, przyjmując zaś  $R = \infty$ , przechodzi się do obciążenia urojonego, wyrażonego równaniem (65).

Równanie (71) dowodzi, że w układzie takim wzmocnienie napięciowe rośnie ze zmniejszeniem stosunku  $\frac{\rho}{R}$  i  $\frac{\rho}{X}$ , a więc, podobnie jak w układzie szeregowym, jest ono tem większe, im mniejsza jest oporność dynamiczna lampy w porównaniu z oporami zewnętrznymi.

W większości układów praktycznych tego typu opór  $R$  jest stały, natomiast  $X$  jest funkcją częstotliwości. W takich przypadkach wzmocnienie przy częstotliwości, odpowiadającej  $X = \infty$ , osiąga wartość graniczną (maksymalną):

$$|k|_{x \rightarrow \infty} = |k|_{\text{lim}} = \frac{K}{\sqrt{\left(1 + \frac{\rho}{R}\right)^2}} \quad (71 a)$$

zaś stosunek:

$$\frac{|k|}{|k|_{\text{lim}}} = f(\omega)$$

jest miarą wierności odtwarzania wzmacniacza. Stosunek ten, przy po-

<sup>1)</sup> Przeliczenie:

$$\begin{aligned} \frac{R_a^2 + X_a^2}{(\rho + R_a)^2 + X_a^2} &= \frac{R^2 X^2}{R^2 + X^2} \cdot \frac{1}{\left(\rho + \frac{R X^2}{R^2 + X^2}\right)^2 + \frac{R^1 X^2}{(R^2 + X^2)^2}} = \\ &= \frac{R^2 X^2 (R^2 + X^2)}{[\rho (R^2 + X^2) + R X^2]^2 + R^1 X^2} = \frac{R^2 + X^2}{\left[\frac{\rho}{R X} (R^2 + X^2) + X\right]^2 + R^2} = \\ &= \frac{R^2 + X^2}{(R^2 + X^2) + \frac{\rho^2}{R^2 X^2} (R^2 + X^2)^2 + \frac{2\rho}{R} (R^2 + X^2)} = \frac{1}{1 + \frac{\rho^2}{X^2} + \frac{\rho^2}{R^2} + 2 \frac{\rho}{R} \left(1 + \frac{\rho}{R}\right) + \left(\frac{\rho}{X}\right)^2} \end{aligned}$$

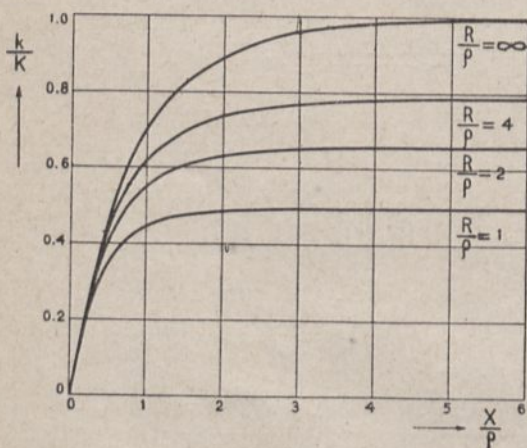
mocy równań (71) i (71a) wyrazić można w postaci:

$$\frac{|k|}{|k|_{\text{lim}}} = f(\omega) = \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{\rho}{R}\right)^2}{\left(1 + \frac{\rho}{R}\right)^2 + \left(\frac{\rho}{X}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\left(\frac{\rho}{X}\right)^2}{\left(1 + \frac{\rho}{R}\right)^2}}} \quad (72)$$

Wykreśliwszy dla danego  $X$ , którym może być indukcyjność, pojemność lub obwód rezonansowy, charakterystykę według równania (72) (t. zw. charakterystyka częstotliwości wzmacniacza) można z łatwością określić granicę, w jakich wzmacniacz praktycznie nie daje zniekształceń częstotliwości, a więc zachowany jest warunek:

$$20 \log \left| \frac{k}{k_{\text{lim}}} \right| \leq 2.$$

Na krzywych rys. 48 jest podany przebieg  $\frac{k}{K}$  jako funkcja sto-



Rys. 48.

sunku  $\frac{X}{\rho}$ . Wykres ten przy obciążeniu indukcyjnym ( $X = \omega L$ ) wyraża równocześnie zależność wzmocnienia od częstotliwości.

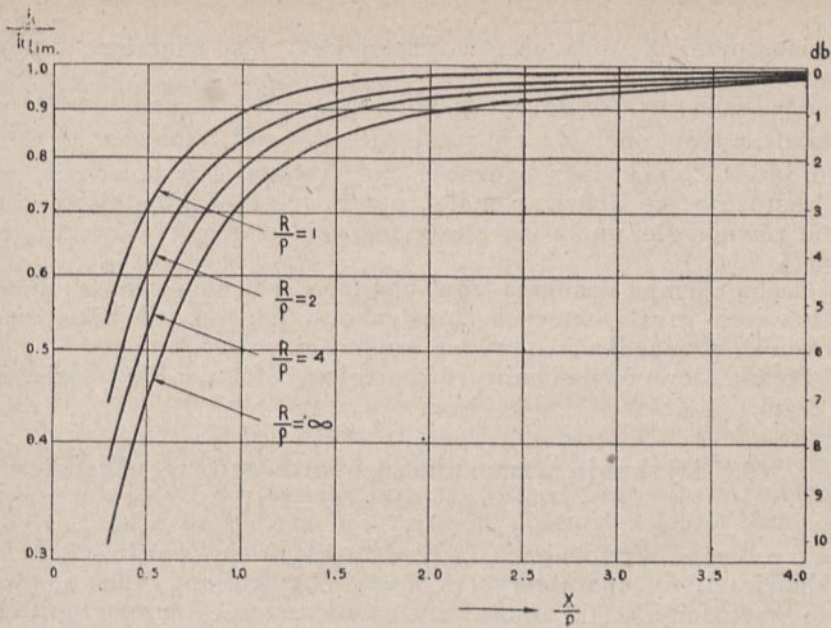
Rys. 49 natomiast podaje wykresy:

$$\frac{k}{k_{\text{lim}}} = f\left(\frac{X}{\rho}\right) = \varphi(X) = \varphi_1(\omega)$$

w skali logarytmicznej i w decybelach. Dla obciążenia indukcyjnego ( $X = \omega L$ ) są one równocześnie charakterystykami częstotliwości układu. Na obu rysunkach krzywe dla  $\frac{R}{\rho} = \infty$

odpowiadają obciążeniu czysto indukcyjnemu.

Jak widać z tych wykresów, układ jest tem bardziej wrażliwy na zmiany częstotliwości, im większy jest opór rzeczywisty, włączony równolegle. Nie posiada to jednakże większego znaczenia praktycznego, gdyż powyżej  $\frac{X}{\rho} = 1 \div 1,5$  niezależnie od stosunku  $\frac{R}{\rho}$  spełniony jest warunek nieznieszczenia częstotliwości.

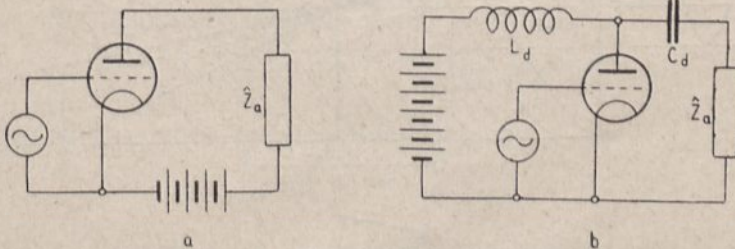


Rys. 49.

## 9. Zasilanie szeregowe i równoległe wzmacniacza.

W praktyce radjotechnicznej spotyka się dwa sposoby zasilania obwodu anodowego układów lampowych prądem stałym:

a) układ zasilania szeregowego (rys. 50 a), polegający na tym, że lampa, obciążenie zewnętrzne  $\hat{Z}_a$  i źródło prądu stałego połączone są w szereg,



Rys. 50.

b) układ zasilania równoległego (rys. 50b), w którym — równoległe połączone — lampa i opór zewnętrzny  $\hat{Z}_a$  zasilane są ze źródła prądu stałego za pośrednictwem dławika  $L_d$  (rzadziej — zapomocą oporu rzeczywistego), którego oporność dla częstotliwości prądu wzmacnianego jest znacznie większa od  $\hat{Z}_a$ . Dla zabezpieczenia źródła prądu przed

zwarcie przez  $\hat{Z}_a$ , w szereg z tym oporem jest włączony kondensator zaworowy  $C_d$ .

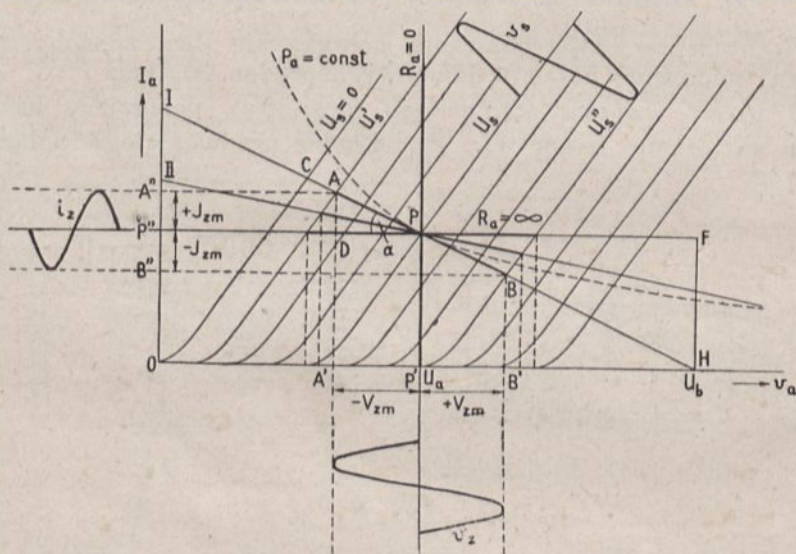
Zasilanie równoległe ma tę poważną wyższość nad szeregowym, że w układzie tym opór  $\hat{Z}_a$  nie znajduje się pod napięciem stałym. Ponadto, jeżeli  $\hat{Z}_a$  ma dużą oporność rzeczywistą, a w obwodzie zasilającym zastosuje się dławik o małej oporności rzeczywistej, to przez zasilanie równoległe unika się straty napięcia stałego, wówczas bowiem  $U_a \cong U_b$ .

Cechą ujemną zasilania równoległego jest konieczność stosowania dodatkowych części, których konstrukcja, jak np. dławika, nastęrcza w pewnych przypadkach poważne trudności.

Do układów o zasilaniu równoległym stosuje się teorię, podaną w § 8-ym.

### 10. Dyskusja wzmacniacza oporowego w układzie charakterystyk $I_a = f(U_a)$ .

Przebiegi wzmocnienia przedstawiają się bardzo przejrzysto w układzie zbioru charakterystyk  $I_a = f(U_a)$ , które, o ile ograniczymy się do wartości  $U_s < 0$ , uważać można na znacznej przestrzeni za linie proste. Przypadkiem najprostszym jest układ wzmacniacza oporowego. Metoda rozpatrywania jest wówczas następująca (rys. 51).



Rys. 51.

Z punktu  $U_b$  na osi odciętych, odpowiadającego napięciu baterji anodowej, kreśli się prostą spadku napięcia zewnętrznego, wyrażoną równaniem <sup>1)</sup>:

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 143, rys. 93.

$$v_z = i_z R_a, \quad (73)$$

pod kątem  $\alpha$ , określonym zależnością:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{i_z}{v_z} = \frac{1}{R_a}. \quad (73 \text{ a})$$

Wykonywa się to najprościej obliczając:

$$I_{a \max} = \frac{U_b}{R_a}, \quad (73 \text{ b})$$

i odmierzając  $I_{a \max}$  na osi rzędnych (na rys. punkt  $I$ ). Prosta spadku napięcia otrzymuje się, łącząc punkt  $I$  z punktem  $U_b$ .

Prosta ta, wyrażając spadek napięcia  $V_z$  na oporze zewnętrznym  $R_a$ , odpowiadający każdorazowej chwilowej wartości  $i_a$  prądu anodowego, jest *charakterystyką zewnętrzną* wzmacniacza. Charakterystyki lampy są natomiast charakterystykami *wewnętrznego spadku napięcia* wzmacniacza. Wobec tego, że całkowite napięcie działające w układzie, jest sumą obu spadków napięć, punkt przecięcia tej prostej z dowolną charakterystyką lampy daje *chwilowy punkt pracy lampy*, określony wielkościami  $V_a, i_a, V_s$ .

W ten sposób znajduje się początkowy punkt pracy  $P$ , wyznaczony wielkościami  $U_b, R_a$  i  $U_s$ . Punkt ten można dowolnie przesuwając wzdłuż prostej spadku napięcia, zmieniając jedynie  $U_s$  i w ten sposób obrać najlepiej odpowiadające wartości  $U_a$  i  $I_a$ .

Następnie można określić przebiegi wzmocnienia, przyjmując pewną amplitudę napięcia wzbudzającego  $V_{sm}$  w obwodzie siatki, np.:

$$+ V_{sm} = (U_s' - U_s), \quad - V_{sm} = U_s'' - U_s,$$

skąd wyznacza się punkty  $A$  i  $B$  przecięcia się prostej spadku napięcia zewnętrznego z odpowiednimi charakterystykami dla  $U_s'$  i  $U_s''$ . Otrzymuje się stąd amplitudy wahania prądu anodowego:

$$+ J_{zm} = \overline{P''A''}, \quad - J_{zm} = \overline{P''B''},$$

oraz amplitudy wahania napięcia anodowego:

$$- V_{zm} = \overline{P'A'}, \quad + V_{zm} = \overline{P'B'}.$$

Wykres pozwala więc odczytać bezpośrednio wartości, obliczone analitycznie w poprzednich paragrafach. Można też także obliczyć stosunek wzmocnienia układu:

$$k = \frac{V_{zm}}{U_s' - U_s}.$$

Przytem rys. 51 potwierdza również, że stosunek wzmocnienia napięciowego rośnie ze wzrostem oporu zewnętrznego  $R_a$ . Wówczas bo-

wiem nachylenie prostej zmniejsza się <sup>1)</sup>, a rzuty punktów *A* i *B* na oś napięć oddalają się od siebie, czyli  $V_{zm}$  rośnie. Największe wzmocnienie napięciowe osiągamy przy  $R_a = \infty$ , co odpowiada wartości:

$$k = K.$$

Drugi skrajny przypadek odpowiada warunkowi  $R_a = 0$  (prosta spadku napięcia prostopadła do osi odciętych), dla którego  $k = 0$ , lecz wahania prądu anodowego osiągają wówczas wartość największą (wzmocnienie prądowe).

Na podstawie rys. 51 można wykreślić przebiegi w czasie dla  $v_s$ ,  $i_a$ ,  $v_z$  przy danym  $R_a$ , dane są bowiem wartości początkowe oraz amplitudy wartości zmiennych, jak to zaznaczono na marginesie tego rysunku

### 11. Wzmocnienie energetyczne; sprawność wzmacniacza. „Dobroć” lampy.

Zużycie energii we wzmacniaczu lampowym jest dwojakiego rodzaju: przez prąd stały i przez prąd zmienny.

Gdy lampa jest w spoczynku, to znaczy gdy między siatką i katodą niema napięcia wzbudzającego, a między anodą i katodą występuje stałe napięcie  $U_a$ , moc pobierana przez lampę wynosi:

$$P_1 = U_a I_a. \quad (74)$$

Moc tę przedstawia na rys. 51 prostokąt  $OP'PP''$ . Wydziela się ona wewnątrz lampy pod postacią ciepła na anodzie. Równocześnie, jeżeli w obwodzie zewnętrznym znajduje się opór  $R_a$ , traci się na nim moc:

$$P_R = I_a^2 R_a = I_a (U_b - U_a).$$

Przedstawia ją prostokąt  $PP'HF$ . Całkowita więc moc, dostarczona przez baterję anodową, wynosi:

$$P_b = I_a U_b. \quad (75)$$

Przedstawia ją powierzchnia prostokąta  $OHFP''$ .

Gdy w obwodzie siatki pojawi się siła elektromotoryczna  $U_s$ , w obwodzie anodowym powstają składowe zmienne prądu i napięcia, dając na oporze  $R_a$  moc:

$$P_2 = \frac{J_{zm}^2}{2} R_a, \quad (76)$$

którą, dzięki bezindukcyjności obciążenia, można wyrazić w postaci:

$$P_2 = \frac{J_{zm} V_{zm}}{2}. \quad (76 a)$$

<sup>1)</sup> Na rys. 51 przyjęto stały punkt pracy, czyli stałe  $U_a$ , a więc w miarę zwiększania  $R_a$  należy odpowiednio zwiększać  $U_b$ .



Moc tę na rys. 51 podaje powierzchnia trójkąta *PAD*.

Dzięki temu, że przebiegi, w myśl założenia, odbywają się na części prostoliniowej charakterystyk, średnia wartość składowej zmiennej prądu anodowego jest równa zeru:

$$I_{sr} = \frac{J_z}{T} \int_0^T \sin \omega t dt = 0,$$

i moc pobrana z baterji nie ulega zmianie.

Zmienia się natomiast moc wydzielona w anodzie lampy. Wobec tego, że napięcie  $v_a$  na anodzie i prąd  $i_a$  płynący przez lampę, są zmienne, moc tę wyraża całka (patrz rys. 52):

$$P_a = \frac{1}{T} \int_0^T v_a i_a dt, \quad (77)$$

równa, przy założonych przebiegach  $v_a$  i  $i_a$ , całce:

$$P_a = \frac{1}{T} \int_0^T (U_a - V_{zm} \sin \omega t) (I_a + J_{zm} \sin \omega t) dt, \quad (78)$$

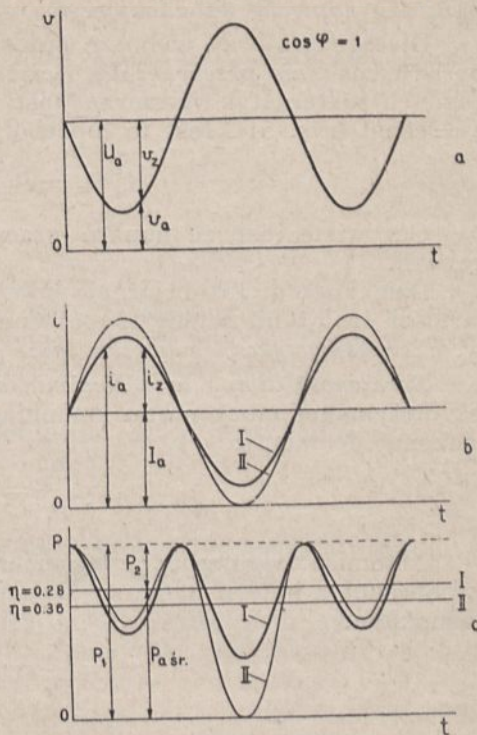
co sprowadza się do wyrażenia:

$$P_a = \frac{1}{T} \left[ U_a I_a \int_0^T dt + (U_a J_{zm} - I_a V_{zm}) \int_0^T \sin \omega t dt - V_{zm} J_{zm} \int_0^T \sin^2 \omega t dt \right] \quad (78a)$$

Całka środkowego wyrazu daje w oznaczonych granicach zero, zatem moc wydzielona w anodzie otrzyma postać:

$$P_a = U_a I_a - \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = P_1 - P_2. \quad (79)$$

Moc stracona w anodzie jest więc różnicą między mocą pierwotną doprowadzoną do lampy (równą mocy spoczynkowej pobieranej przez lampę), a otrzymaną na oporze zewnętrznym mocą prądu zmiennego.



Rys. 52.

Stąd wniosek, że we wzmacniaczu typu *A* obciążenie anody lampy jest największe, gdy lampa jest w spoczynku, maleje zaś w miarę wzrostu amplitudy napięcia wzbudzającego.

Dlatego też przy wyborze punktu pracy należy pamiętać, aby moc doprowadzona nie przekraczała obciążalności anody. W tym celu w wykresie charakterystyk wrysowana jest zawsze krzywa obciążalności anody  $P_a = \text{const}$  (rys. 51). Jest to hiperbola, wyrażona równaniem:

$$I_a U_a = P_a = \text{const}.$$

Oczywiste jest, że punktu pracy nie można obierać powyżej tej krzywej.

Dzięki temu, że obciążenie spoczynkowe jest największe, chwilowe wartości obciążenia anody mogą wychodzić poza krzywą — innymi słowy, charakterystyka zewnętrzna może przecinać krzywą  $P_a$ .

Sprawność lampy w odniesieniu do obwodu anodowego jest to stosunek otrzymanej mocy prądu zmiennego do mocy prądu stałego, doprowadzonej do lampy:

$$\eta_a = \frac{P_2}{P_1} = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2 U_a I_a}. \quad (80)$$

Natomiast sprawność wzmacniacza oporowego w odniesieniu do mocy pobranej z baterji anodowej będzie znacznie mniejsza i wyrazi się stosunkiem:

$$\eta_b = \frac{P_2}{P_b} = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2 U_b I_a}. \quad (81)$$

„Dobroć” lampy.

Jeżeli do wzoru (76) wstawić wartość na  $J_z$  z równania (53):

$$J_{zm} = V_{sm} \frac{S}{1 + \frac{R_a}{\rho}},$$

to otrzyma się wyrażenie na moc użyteczną lampy:

$$P_2 = \frac{J_{zm}^2}{2} R_a = \frac{V_{sm}^2}{2} \cdot \frac{S^2 R_a}{\left(1 + \frac{R_a}{\rho}\right)^2} = \frac{V_{sm}^2}{2} \cdot \frac{K S}{\rho} \cdot \frac{R_a}{\left(1 + \frac{R_a}{\rho}\right)^2}. \quad (82)$$

Jako miarę wzmocnienia energetycznego można przyjąć moc użyteczną, przypadającą na jednostkę amplitudy napięcia wzbudzającego.

Wielkość tę oblicza się z równania (82):

$$\frac{P_2}{V_{sm}^2} = S^2 \frac{R_a}{\left(1 + \frac{R_a}{\rho}\right)^2} = \frac{K S}{2 \rho} \cdot \frac{R_a}{\left(1 + \frac{R_a}{\rho}\right)^2}. \quad (83)$$

Można udowodnić, że dla danej lampy ( $\rho$  i  $S$  stałe) wyrażenie (83) osiąga maximum, gdy:

$$R_a = \rho, \quad (84)$$

czyli, gdy oporność zewnętrzna równa jest oporności źródła prądu zmiennego t. j. oporności lampy. Po podstawieniu tej wartości do równania (83) otrzymuje się:

$$\left(\frac{P_2}{V_{sm}^2}\right)_{\max} = \frac{KS}{8} = G \quad W/V, \quad (85)$$

jeżeli  $K$  jest wyrażone w woltach na wolt, a  $S$  w amperach na wolt.

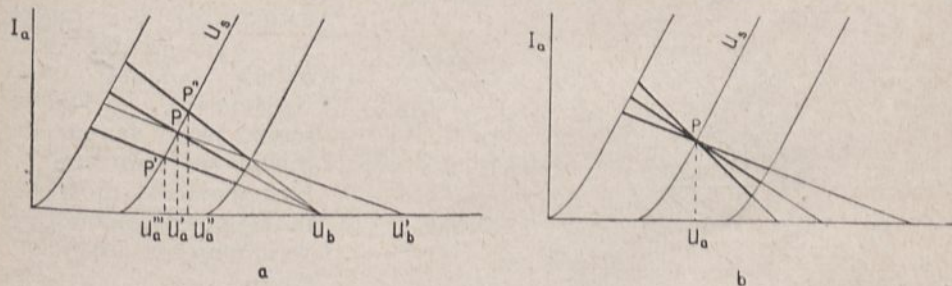
Wyrażenie to, charakteryzujące lampę jako wzmacniacz energetyczny, nazwał H. Barkhausen *dobrocią lampy*. Można je również nazwać *współczynnikiem amplifikacji mocy*. Dobroć lampy wyraża bowiem moc prądu zmiennego, jaką daje lampa przy amplitudzie napięcia wzbudzającego, równej 1 woltowi.

Jak widać z równania (83), amplifikacja mocy jest proporcjonalna do amplifikacji zarówno napięcia, jak i prądu.

## 12. Różnica energetyczna między zasilaniem szeregowym i równoległym wzmacniacza oporowego.

Jak już zaznaczono w § 8, różnica między zasilaniem szeregowym i równoległym polega między innymi na tem, że przy zasilaniu równoległym nie ma stałego spadku napięcia na oporze zewnętrznym.

Różnica ta występuje przedewszystkiem przy zmianie oporu zewnętrznego.



Rys. 53.

Przy zasilaniu bowiem szeregowym, przy zmianie  $R_a$ , gdy stałe są  $U_b$  i  $U_s$ , zmienia się i napięcie anodowe  $U_a$  i prąd anodowy  $I_a$ . Innymi słowy, początkowy punkt pracy lampy przesuwa się wzdłuż charakterystyki  $U_s = \text{const}$  (kolejne punkty  $P''$ ,  $P$  i  $P'$ ), a prosta spadku napięcia obraca się dokoła punktu  $U_b$  na osi odciętych (rys. 53a). Chcąc przy zmianie  $R_a$  utrzymać stały punkt pracy, należałoby odpowiednio zmienić napięcie zasilające, jak to zaznaczono na rys. 53a (wartość  $U_b'$ ).

Przy zasilaniu równoległym natomiast, dzięki znikomemu małowemu spadkowi napięcia na oporze rzeczywistym dławika, napięcie anodowe  $U_a$  praktycznie równa się napięciu źródła  $U_b$ . Wobec tego przy zmianie  $R_a$  początkowy punkt pracy lampy pozostaje stały, a prosta spadku napięcia obraca się dokoła tego punktu (rys. 53 b).

Różnica między obu układami uwydatnia się również i pod względem energetycznym. A mianowicie przy zasilaniu równoległym niema dodatkowych strat prądu stałego w oporze zewnętrznym, dzięki czemu moc  $P_1$  doprowadzona do lampy, jest równa mocy  $P_b$ , dostarczonej przez źródło. Wobec tego ogólna sprawność przy zasilaniu równoległym jest większa, niż przy szeregowym.

Pod względem energetycznym i zachowania się początkowego punktu pracy, wszystkie układy, które stawiają duży opór prądowi wzmacnianemu, a mają małą oporność rzeczywistą, jak np. układ transformatorowy o obciążeniu rzeczywistym, układ rezonansowy o znacznym  $R_z$  i t. p., zachowują się tak jak układy o zasilaniu równoległym.

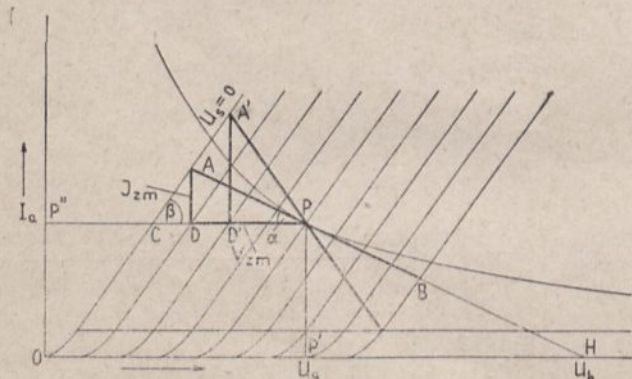
### 13. Warunki maksymalnej mocy użytecznej.

I. Współczynnik dobroci  $G$  lampy nie daje całkowitego obrazu lampy jako wzmacniacza energetycznego, a zwłaszcza wzmacniacza typu A. Przedstawia on jedynie pewne kryterium porównawcze co do przydatności lampy dla wzmacniacza energetycznego.

Jak wykazuje definicja współczynnika  $G$  [równanie (85)], daje on miarę wykorzystania napięcia wzbudzającego lampy. A mianowicie: im

większą dobroć ma lampa końcowa, tem mniejszego napięcia wzbudzenia wymaga dla otrzymania żądanej mocy wyjściowej. Temsamem, przy danem napięciu wejściowym do wzmacniacza, potrzeba mniej pośrednich stopni wzmacnienia napięciowego.

Ze względu na oszczędność wzbudzenia, układ w myśl wywodów § 11-go, będzie



Rys. 54.

pracował najkorzystniej, gdy będzie spełniony warunek (84):

$$R_a = \rho.$$

Warunek ten można nazwać warunkiem *optimum wzbudzenia*, albo *maximum mocy przy stałym wzbudzeniu*. Jest to jednocześnie warunek *maximum mocy przy niezmiennym początkowym punkcie pracy*. Jak wy-

nika z rys. 54, gdy  $U_a$  i  $U_s$  są dane, odcinek  $CP$  jest stały. Stały jest również kąt  $\beta$  nachylenia charakterystyk. Zmienia się natomiast kąt  $\alpha$ , wyrażający nachylenie charakterystyki zewnętrznej. Wówczas:

$$J_{zm} = \overline{AD} = \overline{AP} \sin \alpha, \quad (a)$$

$$V_{zm} = \overline{DP} = \overline{AP} \cos \alpha, \quad (b)$$

a więc:

$$P_2 = \frac{\overline{AP}^2}{2} \sin \alpha \cos \alpha. \quad (c)$$

Drugie równanie jest wyrażone zależnością:

$$\overline{CP} = \overline{CD} + \overline{DP} = \text{const}, \quad (d)$$

czyli:

$$\overline{CP} = \overline{AD} \text{ctg } \beta + \overline{AD} \text{ctg } \alpha = \text{const}. \quad (e)$$

Ponieważ, jak wynika z rys. 54,  $\text{ctg } \beta = \rho$ ,  $\text{ctg } \alpha = R_a$ , równanie (e) można napisać w następującej postaci:

$$\overline{CP} = \overline{AD} (\rho + R_a) = \text{const}, \quad (f)$$

a więc:

$$\overline{AD} = \frac{\text{const}}{(\rho + R_a)}.$$

Wielkość zaś  $\overline{AD}$  wyraża się jako:

$$\overline{AD} = \overline{AP} \sin \alpha, \quad (g)$$

skąd:

$$\overline{AP} = \frac{\overline{AD}}{\sin \alpha} = \frac{\text{const}}{(\rho + R_a)} \cdot \frac{1}{\sin \alpha}.$$

A więc moc użyteczna wyrazi się równaniem:

$$P_2 = \frac{\text{const}}{(\rho + R_a)^2} \cdot \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{\sin^2 \alpha} = \text{const} \frac{\text{ctg } \alpha}{(\rho + R_a)^2} = \text{const} \frac{R_a}{(R_a + \rho)^2}. \quad (h)$$

Wyrażenie to, jak łatwo dowieść, osiąga maximum, gdy:

$$R_a = \rho. \quad (86)$$

Na rys. 54 maximum mocy jest równe trójkątowi  $A'PD'$ .

II. Maximum mocy, wyprowadzone w ten sposób, nie odpowiada bynajmniej warunkowi bezwzględnego maximum mocy nieskażonej, którą wzmacniacz może oddać w odpowiednich warunkach. A mianowicie nie uwzględniono tu właściwego doboru punktu pracy, któryby równocześnie pozwalał rozwinąć możliwie dużą amplitudę napięcia wzbudzającego  $V_{sm}$ , bez obawy, że ujemny półokres wejdzie na części zakrzy-

wione charakterystyk, lub, co gorsza, w zakres, gdzie prąd anodowy równy jest zeru.

To *optimum wykorzystania lampy* osiągnie się, gdy początkowy punkt pracy będzie połowil<sup>1)</sup> odcinek charakterystyki roboczej, leżący między charakterystyką  $U_s = 0$ , a dolnym ograniczeniem charakterystyk.

Wybór tego punktu można przeprowadzić na zasadzie jednego z następujących założeń:

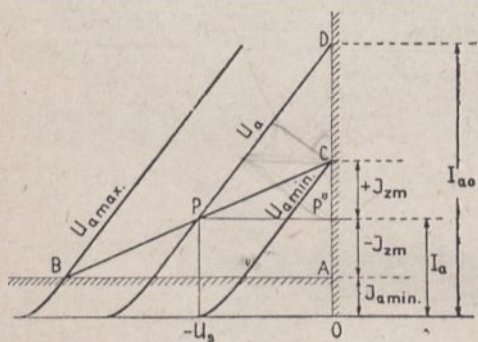
a) Ustalone jest *najwyższe dopuszczalne napięcie anodowe*  $U_a$ , a obciążalność anody jest tak znaczna, że niema obawy jej przekroczenia. Jest to przypadek normalny dla lamp bardzo małej mocy (lampy odbiorcze, małe lampy głośnikowe), gdzie wymiary anody są uwarunkowane innymi względami konstrukcyjnymi, a nie obciążalnością. Napięcie anodowe może tu być ograniczone nietylę ze względu na lampę, ile raczej względami ekonomicznymi (np. bateria anodowa o znormalizowanym napięciu).

b) Ustalona jest *obciążalność anody*, a napięcie anodowe można dobierać w pewnych granicach. Jest tu więc właściwie podwójne ograniczenie — obciążalność anody i maksymalne napięcie anodowe. Tę metodę stosuje się do lamp większej mocy (np. lampy modulacyjne nadajników).

a) *Wybór warunków pracy przy danem napięciu anodowem*  $U_a$ .

Zjawiska te najwygodniej rozpatrywać w układzie charakterystyk

$I_a = f(U_s)$  rys. 55<sup>2)</sup>. Pole pracy lampy jest ograniczone napięciem siatki  $U_s = 0$  i prostą  $\overline{AB}$  odcinającą dolne zakrzywienie charakterystyki.



Rys. 55.

Wobec tego odcinek  $\overline{OA}$  osi rzędnych wyznacza wartość prądu  $J_{a \min}$ , poniżej której prąd anodowy w czasie pracy lampy nie powinien zejść<sup>3)</sup>. Obrawszy wielkość  $\overline{OC}$  jako maksymalną (dowolną narazie) wartość prądu anodowego  $J_{a \max}$ , otrzymuje się odcinek  $\overline{AC}$  równy podwójnej amplitudzie składowej zmiennej prądu anodowego, można więc napisać:

$$\overline{AC} = 2J_{zm}, \quad (a)$$

czyli:

$$J_{zm} = \frac{\overline{AC}}{2}. \quad (b)$$

<sup>1)</sup> Zakłada się tu, że charakterystyki, poza dolnymi zakrzywieniami, są prostymi. Tolerancje, uwzględniające krzywoliniowość charakterystyk, są szczegółowo rozpatrzone w § 15.

<sup>2)</sup> Patrz E. W. Kellog, Construction d'amplificateurs de puissance sans distorsion, O. E. IV. str. 483. r. 1925.

<sup>3)</sup> Patrz § 15 tego rozdziału.

Połowiąc odcinek  $\overline{AC}$  punktem  $P''$ , otrzymuje się wartość składowej stałej prądu anodowego, odpowiadającą obranym warunkom pracy:

$$I_a = \overline{OP''}. \quad (c)$$

Kreśląc zaś przez  $P''$  prostą równoległą do osi odciętych, wyznacza się w miejscu przecięcia z charakterystyką  $U_a$ , początkowy punkt pracy  $P$ .

Prosta poprowadzona przez punkty  $C$  i  $P$  aż do przecięcia się w  $B$  z prostą, ograniczającą charakterystyki od dołu, daje odcinek  $\overline{BC}$  charakterystyki roboczej lampy, który w danych warunkach można wykorzystać. Tę samą charakterystyką  $U_{a \max}$ , przechodzącą przez  $B$ , odpowiada maksymalnemu napięciu anodowemu  $v_{a \max}$  podczas pracy, zaś charakterystyką  $U_{a \min}$ , przechodzącą przez  $C$ , — minimalnemu napięciu anodowemu  $v_{a \min}$  (patrz też rys. 43, wyobrażający chwilowe przebiegi w lampie).

Można wobec tego napisać:

$$\Delta U_a = U_a - U_{a \min} = V_{zm}. \quad (d)$$

Ponieważ tej zmianie napięcia anodowego odpowiada na charakterystykach przyrost prądu anodowego:

$$\Delta I_a = \overline{CD}, \quad (a)$$

więc tę samą znalezione oporność dynamiczną lampy:

$$\rho = \left( \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \right)_{v_s = \text{const}}. \quad (f)$$

Stąd można napisać:

$$V_{zm} = \overline{CD} \rho. \quad (g)$$

Oporność zewnętrzna, odpowiadająca tej amplitudzie zmiennego napięcia, musi być oczywiście równa (patrz  $b$  i  $g$ ):

$$R_a = \frac{V_{zm}}{J_{zm}} = \frac{\overline{CD} \rho}{\frac{1}{2} \overline{AC}} = 2 \rho \frac{\overline{CD}}{\overline{AC}}. \quad (h)$$

Moc prądu zmiennego, oddana przez wzmacniacz na odporze  $R_a$  (oczywiście przy założeniu, że obciążenie jest bezindukcyjne), wynosi zgodnie z równaniem (76 a):

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \frac{\overline{CD} \rho \frac{\overline{AC}}{2}}{2} = \frac{\rho}{4} \overline{CD} \cdot \overline{AC}. \quad (j)$$

Nie trudno dowieść, że wyrażenie to osiąga maximum, gdy jest zachowana równość:

$$\overline{AC} = \overline{CD}. \quad (k)$$

Równanie (h), po uwzględnieniu równości (k), daje:

$$R_a = 2 \rho. \quad (87)$$

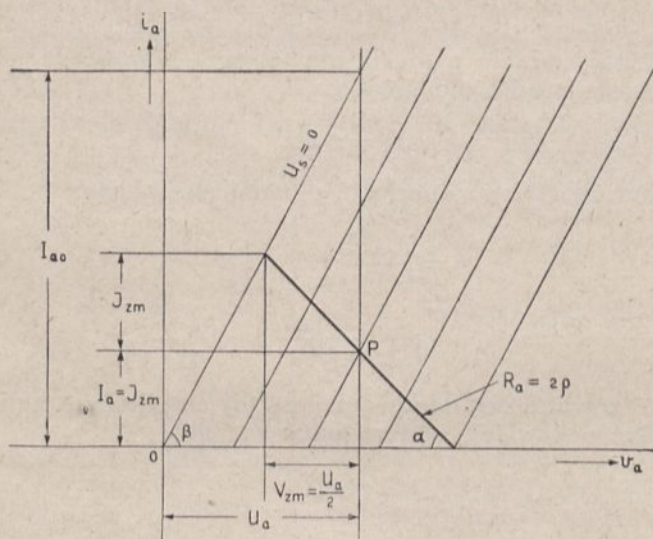
A więc przy danym napięciu anodowym otrzymuje się maksymalną moc nieskażoną, gdy oporność zewnętrzna równa się dwukrotnej oporności lampy.

Zgodnie z równaniem (82) moc otrzymana w tych warunkach wyniesie:

$$P_{zm} = \frac{V_{sm}^2}{2} \cdot \frac{KS}{\rho} \cdot \frac{2\rho}{(1+2)^2} = \frac{V_{sm}^2}{9} KS, \quad (87 a)$$

jest więc, przy danej amplitudzie wzbudzenia, niewiele mniejsza od mocy, odpowiadającej optimum wzbudzenia. A więc pod względem ekonomii wzbudzenia warunek  $R_a = 2 \rho$  jest nieznacznie tylko gorszy od optimum wzbudzenia.

Jak widać z rys. 56, w przypadku maximum mocy nieskażonej, przy założeniu zupełnej prostolinijności charakterystyk, amplituda na-



Rys. 56.

pięcia zmiennego równa się połowie napięcia anodowego. A więc moc prądu zmiennego wynosi w tym przypadku:

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \frac{U_a J_{zm}}{4}.$$

Stąd oblicza się sprawność lampy jako:

$$\eta = \frac{\frac{1}{2} V_{zm} J_{zm}}{U_a I_a} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\frac{U_a}{2} I_a}{U_a I_a} = 0,25.$$



Jak wynika z wykresu rys. 56, w przypadku  $R_a = 2\rho$  i przy założeniu idealnych charakterystyk, składowa stała prądu anodowego  $I_a$  wynosi:

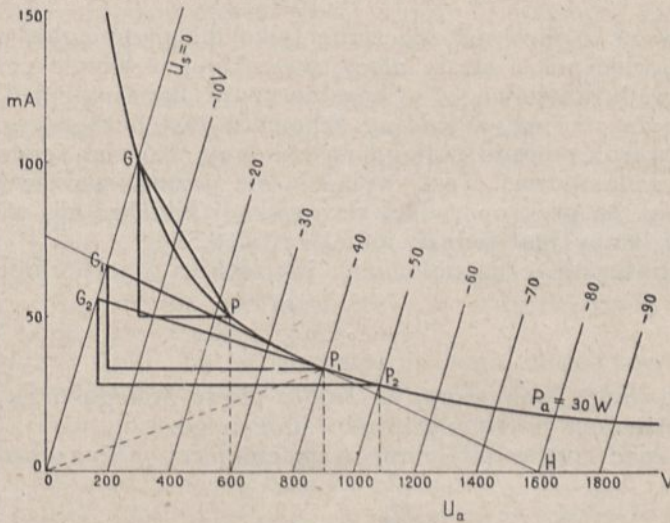
$$I_a = \frac{I_{a0}}{4}, \quad (88)$$

jeśli przez  $I_{a0}$  oznaczono prąd anodowy, odpowiadający napięciu anodowemu zasilającemu  $U_a$  i napięciu siatki  $U_s = 0$ .

Równanie to może służyć do orientacyjnego określenia początkowego punktu  $P$  pracy lampy wzmacniającej w typie A.

b) *Wybór warunków pracy przy ograniczonej obciążalności anody.*

Przypadek ten jest pokazany na rys. 57 na charakterystykach idealnych. Obrawszy dowolny punkt początkowy  $P_1$  na krzywej stałego



Rys. 57.

obciążenia anody, a temsamem ustalivszy ( $-U_s$ ), wyznacza się punkt  $H$  przecięcia się charakterystyki ( $-2U_s$ ) z dolnym ograniczeniem charakterystyk (tu, ze względu na prostoliniowość charakterystyk, ograniczeniem tem jest oś odciętych). Następnie kreśli się prostą spadku napięcia aż do punktu  $G_1$  przecięcia się z charakterystyką  $U_s = 0$ . Z nachylenia prostej  $G_1H$  oblicza się opór zewnętrzny  $R_a$ , dający w danych warunkach najlepsze wykorzystanie lampy. Jak wynika z rys. 57, moc użyteczna, a zarazem i sprawność lampy (wobec  $P_a = \text{const}$ ) rosna tu z podwyższaniem napięcia anodowego, jednakże równocześnie wymagany jest coraz większy opór  $R_a$ . Sprawność dąży teraz asymptotycznie (przy wartości  $U_a$  równej nieskończoności) do wartości 0,50.

Praktycznie nawet w lampach wielkiej mocy, sprawność nie przekracza wartości 0,30.

A więc, w przypadku ograniczenia obciążalności anody, najkorzystniejsza oporność zewnętrzna rośnie z podwyższaniem napięcia anodowego. Równocześnie rośnie moc użyteczna, dążąc do granicy  $0,5 P_a$ .

W lampach większej mocy warunek  $R_a = 2\rho$  nie daje się urzeczywistnić bez znacznego obniżenia napięcia anodowego, co, ze względu na małe wykorzystanie lampy, jest niecelowe.

Dla tych więc lamp maksymalną mocą będzie moc, którą lampa daje przy najwyższym dopuszczalnym napięciu anodowym i maksymalnym obciążeniu anody w spoczynku.

#### 14. Znaczenie energetyczne oporności lampy we wzmacniaczu.

W lampie, jako we wzmacniaczu mocy, należy rozróżnić wpływ obu oporności: dynamicznej  $\rho = \left( \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \right)_{U_s = \text{const}}$  i statycznej  $r_o = \frac{U_a}{I_a}$ .

Pierwsza z nich ma znaczenie tylko dla przebiegów prądu zmiennego, jest więc miarą straty mocy, wywołanej w lampie przez składową zmienną prądu anodowego. Charakteryzuje ona lampę jedynie jako generator prądu zmiennego, według schematu zastępczego rys. 44 b, a nie jako przetwornicę prądu stałego na zmienny, którym, ściśle biorąc, jest wzmacniacz lampowy. Tem wyjaśnia się pozorną sprzeczność, polegająca na tem, że przy oporności zewnętrznej kilkakrotnie większej od  $\rho$ , sprawność lampy jest jednak mniejsza od 0,5.

Oporność statyczna natomiast, jak wynika z jej definicji:

$$r_o = \frac{U_a}{I_a},$$

jest miarą mocy pobieranej ze źródła prądu stałego przez lampę wraz z jej obciążeniem po stronie prądu zmiennego.

Tak więc sprawność lampy wzmacniającej można określić zależnością:

$$\eta_1 = \frac{P_2}{P_1} = \frac{\frac{J_{zm}^2}{2} R_a}{I_a^2 r_o} = \left( \frac{J_{zm}}{I_a} \right)^2 \frac{R_a}{2 r_o}. \quad (89)$$

Łatwo sprawdzić na podstawie rys. 57, że, o ile nie uwzględniać dolnego zakrzywienia charakterystyk, warunek najlepszego wykorzystania lampy jako wzmacniacza typu A da się wyrazić równością:

$$R_{a \text{ opt}} = \frac{U_a}{I_a} = r_o. \quad (90)$$

Przy tem założeniu sprawność lampy, wyrażona równaniem (89), dąży do wartości granicznej 0,5, co jest zgodne z wnioskami wyprowadzonymi w poprzednim paragrafie.

W lampie rzeczywistej, o ile uwzględnić dolne zakrzywienie charakterystyk,  $R_{a \text{ opt}}$  będzie większe od  $r_o$ , jednakże dla wstępnego obliczenia równanie (90) daje wynik dostatecznie dokładny.

## 15. Zniekształcenia amplitudy w triodzie.

### A. Przyczyny zniekształceń.

Zniekształcenie amplitudy występuje we wzmacniaczu skutkiem spłaszczenia wierzchołka jednego lub też obu półokresów prądu zmiennego. Spłaszczenia te powstają wskutek istnienia prądu siatkowego i spowodu zakrzywienia charakterystyk prądu anodowego.

1. *Prąd siatkowy* wywołuje spłaszczenie górnego półokresu prądu anodowego z dwu przyczyn:

- a) spowodu działania detekcyjnego,
- b) wskutek asymetrii obciążenia źródła wzbudzającego.

a) *Działanie detekcyjne*<sup>1)</sup>. Skutkiem przepływu prądu siatkowego podczas części półokresu dodatniego, powstaje na zewnętrznym oporze obwodu siatkowego spadek napięcia. Ten spadek napięcia wywołuje przejściowe przesunięcie punktu pracy lampy w kierunku ujemnych potencjałów siatki, a temsamem obniżenie amplitudy wzbudzenia.

Zjawisko to występuje tem jaskrawiej, im większy opór rzeczywisty znajduje się w obwodzie zewnętrznym między siatką i katodą.

b) *Asymetria obciążenia źródła wzbudzającego*. Gdy niema prądu siatkowego, lampa wzbudzana nie obciąża poprzedzającego stopnia<sup>2)</sup>, którym jest np. wzmacniacz napięciowy. Natomiast w chwili przepływu prądu siatkowego, oporność obwodu siatkowego przybiera wartość skończoną, bocznikując w ten sposób opór zewnętrzny poprzedzającej lampy. Wskutek tego następuje chwilowe zmniejszenie wzmocnienia napięciowego tej lampy, co jest równoznaczne ze spłaszczeniem dodatniego wierzchołka napięcia wzbudzającego.

Szczególnie czułe na zniekształcenia tego charakteru są układy, zawierające w obwodzie siatkowym duże opory rzeczywiste.

Dlatego, szczególnie na stopniach wzmocnienia napięciowego i małej mocy, należy starannie unikać prądu siatkowego. Wobec tego, że prąd siatkowy pojawia się już przy napięciu siatkowym rzędu ( $-1 V$ ) do ( $-2 V$ ), należy ograniczyć się do przebiegów napięcia siatkowego, pozostających zawsze poniżej tych wartości.

We wzmacniaczach większej mocy, poprzedzonych już stopniem wzmocnienia energetycznego, dochodzi się zasadniczo do wartości  $v_s = 0$ , a nawet można wkroczyć cokolwiek w zakres wartości dodatnich  $v_s$  (np. lampy modulacyjne dużej mocy).

2. *Zakrzywienie charakterystyk* prądu anodowego pojawia się w lampach trójelektrodowych, pracujących bez prądu siatki, tylko u dołu charakterystyki. W pentodach natomiast (patrz § 19) spłaszczenie charakterystyki występuje również u góry.

W pierwszym przypadku (gdy tylko dół charakterystyk jest zakrzywiony) zniekształcenie przebiegu jest asymetryczne, co jest dowodem obecności harmonicznych<sup>3)</sup> parzystych, w drugim zaś — spłaszczenie

<sup>1)</sup> Patrz rozdział IV, § 6.

<sup>2)</sup> O ile pominąć wpływ pojemności wewnętrznych, rozdział VI § 1.

<sup>3)</sup> Patrz Tom I. Dodatek I. Szeregi Fouriera.

jest mniej więcej symetryczne, a więc przeważają harmoniczne nieparzyste, a w szczególności trzecia harmoniczna ze znakiem ujemnym.

### B. Wybór warunków pracy i określenie zniekształceń.

Aby uniknąć zniekształceń, należy odpowiednio dobrać warunki pracy lampy, na co składają się trzy czynniki:

- 1) obciążenie obwodu anodowego,
- 2) początkowy punkt pracy,
- 3) dopuszczalna amplituda napięcia wzbudzającego  $V_{sm}$ .

1) Wybór najkorzystniejszego oporu zewnętrznego opiera się na rozważaniach, podanych w § 13. Okazuje się z nich, że ze względu na sprawność korzystniejsze jest stosowanie raczej większych wartości oporu zewnętrznego  $R_a$ . Żądanie to pokrywa się również z wymaganiami co do nieskażonego wzmocnienia, okazuje się bowiem, co można stwierdzić na przykładach podanych w następnym paragrafie, że przy większych  $R_a$  charakterystykę zewnętrzną można wykorzystać w szerszym zakresie  $v_s$ , dochodząc do mniejszych wartości  $J_{a\min}$ , przy tej samej tolerancji dla zniekształceń amplitudy.

2) Wybór punktu pracy uzależniony jest od dwu czynników:

- a) dopuszczalnego napięcia anodowego  $U_{a\max}$  i obciążalności anody  $P_{a\max}$ ,
- b) od obranej amplitudy wzbudzenia.

Przy projektowaniu wzmacniaczy typu A, a zwłaszcza energetycznych, drugi wzgląd jest na pierwszym miejscu. Obiera się więc punkt pracy przede wszystkim tak, aby osiągnąć jaknajwiększe granice dla napięcia wzbudzającego, przestrzegając jednakże, by nie przeciążyć anody.

Aby określić ściśle stopień zniekształcenia, wywołanego danym przebiegiem charakterystyki, a więc *współczynnik chrypienia*<sup>1)</sup>:

$$\alpha = \frac{\sqrt{J_{2m}^2 + J_{3m}^2 + J_{4m}^2 + \dots}}{J_{zm}}, \quad (91)$$

należy sporządzić wykres przebiegu prądu  $i_z$  w zależności od  $v_s$ , posługując się charakterystyką zewnętrzną<sup>2)</sup>, a następnie przeprowadzić analizę graficzną harmonicznych, np. metodą, podaną w tomie I. na str. 433 i 434. Dostatecznie dokładny wynik otrzymuje się dzieląc okres na 12 części (dla mniej dokładnych obliczeń można podzielić okres na 8 części).

W większości przypadków praktycznych okazuje się wszelako, że w lampach trójelektrodowych można ograniczyć się do 2-giej harmonicznej (rys. 58a), a więc  $\alpha$  sprowadzi się do postaci:

$$\alpha = \frac{J_{2m}}{J_{zm}}. \quad (92)$$

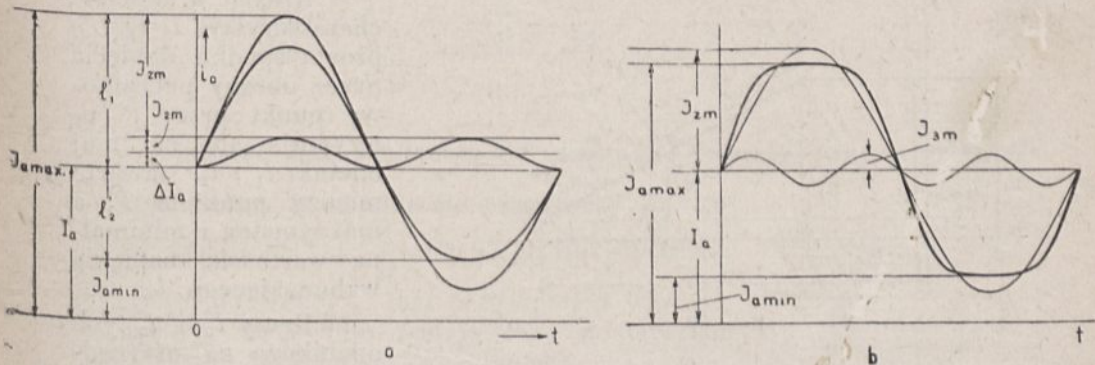
<sup>1)</sup> Patrz Tom I, str. 141.

<sup>2)</sup> Patrz przykład § 16.

W pentodach zaś, o ile punkt pracy połowi charakterystykę zewnętrzną, a więc obie amplitudy prądu  $i_s$  są sobie równe, pozostaje praktycznie tylko 3-cia harmoniczna (rys. 58 b), zatem:

$$\kappa = \frac{J_{3m}}{J_{zm}}. \quad (93)$$

Przy obu tych uproszczonych założeniach, do określenia stopnia



Rys. 58.

Uwaga: na rys. 58 a trzecia harmoniczna jest dla przejrzystości nakreślona o  $\Delta I_a$  wyżej, niż to wypadłoby z rozłożenia krzywej prądu odkształconego, w szereg Fouriera. Zniekształceń można zastosować proste metody graficzne, posługując się zbiorem charakterystyk danej lampy.

I tak, dla lampy trójelektrodowej, przy podanych uproszczeniach, charakterystykę roboczą zewnętrzną wyrazić można równaniem:

$$i_a = I_a + a v_s + b v_s^2, \quad (a)$$

w którym  $I_a$  jest prądem anodowym w początkowym punkcie pracy lampy.

Przy założeniu sinusoidalnego przebiegu napięcia wzbudzającego równanie (a) przekształci się [podstawiając:  $\sin^2 \omega t = \frac{1}{2}(1 - \cos 2\omega t)$ ] na:

$$\begin{aligned} i_a &= I_a + a V_{sm} \sin \omega t + b V_{sm}^2 \sin^2 \omega t = \\ &= I_a + \frac{b V_{sm}^2}{2} + a V_{sm} \sin \omega t - \frac{b V_{sm}^2}{2} \cos 2\omega t. \end{aligned} \quad (94)$$

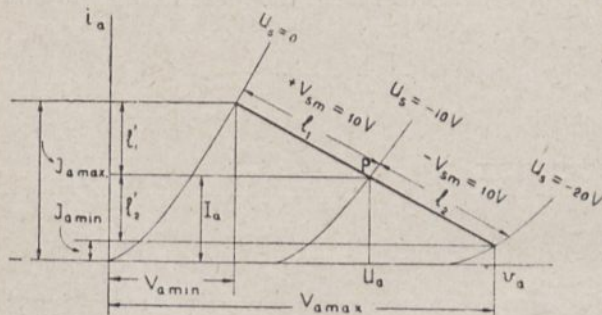
Amplitudą drugiej harmonicznej w równaniu (94) jest  $\frac{b V_{sm}^2}{2}$ , a więc współczynnik chrypienia można wyrazić równaniem:

$$\kappa = \frac{J_{2m}}{J_{zm}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{b V_{sm}^2}{a V_{sm}}. \quad (95)$$

Jak wynika z równania (94), amplituda drugiej harmonicznej,

$\frac{1}{2} b V_{sm}^2$ , jest liczbowo równa przyrostowi prądu stałego  $\Delta I_a$ , wywołanemu przez odkształcenie sinusoidalnego przebiegu składowej zmiennej<sup>1)</sup>, a więc  $\Delta I_a = J_{2m}$ . Przyrost ten może więc służyć jako miara zniekształcenia wzmacniacza<sup>2)</sup>.

Na podstawie rys. 59 i równania (a) można znaleźć  $\alpha$  w sposób następujący:



Rys. 59.

Kreśląc w układzie charakterystyk  $I_a = f(U_a)$  prostą spadkową napięcia przez obrany początkowy punkt pracy  $P$ , otrzymuje się na niej odcinki  $l_1$  i  $l_2$ , zawarte między punktem  $P$ , a maksymalną i minimalną wartością napięcia wzбудzającego  $V_s$ .

Rzuty  $l_1'$  i  $l_2'$  tych odcinków na oś rzędnych dają dodatnią i ujemną amplitudę prądu zmiennego. Stąd średnia amplituda prądu zmiennego wynosi:

$$J_{zm} = a V_{sm} = \frac{J_{a \max} - J_{a \min}}{2} = \frac{l_1' + l_2'}{2} \quad (96)$$

Amplitudę harmonicznej daje następujące rozumowanie: uwzględniając, że

$$J_{zm} = a V_{sm} \quad \text{i} \quad J_{2m} = \frac{b V_{sm}^2}{2}$$

i podstawiając do równania (a) kolejno  $(+V_{sm})$  i  $(-V_{sm})$ , otrzymuje się wartości  $I_{a \max}$  i  $I_{a \min}$ :

$$\left. \begin{aligned} J_{a \max} &= I_a + a V_{sm} + b V_{sm}^2 = I_a + J_{zm} + 2 J_{2m}, \\ J_{a \min} &= I_a - a V_{sm} + b V_{sm}^2 = I_a - J_{zm} + 2 J_{2m}. \end{aligned} \right\} \quad (b)$$

Widać stąd, zgodnie z rys. 58 a, że amplituda dodatnia przebiegu podwyższa się o  $2 J_{2m}$ , zaś ujemna zmniejsza się o tę samą wartość.

Z równań (b) można wyeliminować:

$$J_{2m} = \frac{b V_{sm}^2}{2} = \frac{1}{4} (J_{a \max} + J_{a \min} - 2 I_a), \quad (c)$$

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 157 i następne.

<sup>2)</sup> Patrz M. v. Ardenne, Rectification as a criterion of Distortion in Amplifiers, E. W. W. E. str. 52÷55, r. 1928.

co po pewnych przeróbkach<sup>1)</sup> daje:

$$J_{2m} = \frac{1}{4} (l'_1 - l'_2), \quad (97)$$

skąd znajduje się współczynnik chrypienia:

$$\alpha = \frac{J_{2m}}{J_{zm}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{l'_1 - l'_2}{l'_1 + l'_2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - \frac{l'_2}{l'_1}}{1 + \frac{l'_2}{l'_1}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - \frac{l_2}{l_1}}{1 + \frac{l_2}{l_1}}. \quad (98)$$

Zależność zniekształcenia od stosunku  $\frac{l_2}{l_1}$  wyraża krzywa rys. 60, z której widać, że dopóki nie przekroczy się stosunku amplitud  $\frac{l_2}{l_1} = \frac{9}{11} = 0,82$ , zniekształcenia pozostają poniżej 5%. Jest to graniczna wartość, dla której wytwórnie podają moc dostarczaną przez lampy wyjściowe (głośnikowe).

Określenie takie jest niezupełnie ścisłe, gdyż dopuszczalna granica zniekształceń odnosi się do całości urządzenia. W urządzeniach wielostopniowych zniekształcenia poszczególnych stopni sumują się, tak iż wymagania, stawiane pojedynczemu stopniowi powinny być znacznie surowsze.

Analogicznie do średniej amplitudy prądu można znaleźć średnią amplitudę napięcia (rys. 59):

$$V_{zm} = \frac{V_{a \max} - V_{a \min}}{2}. \quad (96 a)$$

Na podstawie równań (96) i (96 a) moc prądu zmiennego przy obciążeniu bezindukcyjnym można wyrazić jako:

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \frac{1}{8} (V_{a \max} - V_{a \min}) (J_{a \max} - J_{a \min}). \quad (99)$$

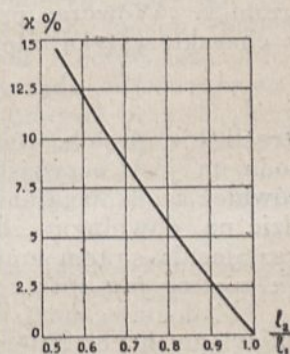
<sup>1)</sup> Podstawia się (patrz rys. 59):  $J_a = J_{a \min} + l'_2$ ,

skąd:

$$J_{2m} = \frac{1}{4} (J_{a \max} + J_{a \min} - 2J_{a \min} - 2l'_2) = \frac{1}{4} (J_{a \max} - J_{a \min} - 2l'_2),$$

co, po przedstawieniu wartości  $(J_{a \max} - J_{a \min})$  z równania 96, daje:

$$J_{2m} = \frac{1}{4} (l'_1 + l'_2 - 2l'_2) = \frac{1}{4} (l'_1 - l'_2).$$



Rys. 60.

Wskutek wprowadzonych zniekształceń i przyrostu prądu stałego zwiększa się moc prądu stałego, pobierana przez wzmacniacz. A mianowicie prąd anodowy zwiększa się do wartości:

$$I_a' = I_a + \Delta I_a = I_a + \alpha J_{zm}, \quad (100)$$

wobec czego moc prądu stałego wynosi:

$$P_1 = U_a' I_a. \quad (100 a)$$

### C. Projektowanie.

Dla operowania wykresami  $I_a = f(U_a)$  wygodnie jest wpięrow określić, przynajmniej orjentacyjnie, dolne ograniczenie charakterystyk. W tym celu obiera się początkowy punkt pracy lampy, kreśli się dowolną prostą spadku napięcia i próbuje się, przy jakiej rozpiętości  $2V_{sm}$  stosunek wyrażony równaniem (98) nie przekracza dopuszczalnych granicy. Wówczas przez punkt przecięcia się prostej spadku napięcia z charakterystyką odpowiadającą napięciu siatkowemu:

$$|-U_s'| = |-U_s| + |V_{sm}|$$

kreśli się prostą, równoległą do osi odciętych, odcinającą  $J_{a \min}$ . Metoda ta jest oczywiście przybliżona, gdyż dopuszczalne  $J_{a \min}$  zależy również i od obciążenia zewnętrznego. A mianowicie, jak łatwo sprawdzić na dowolnym zbiorze charakterystyk, przy temsamem  $J_{a \min}$  zniekształcenia są tem mniejsze, im większy jest opór zewnętrzny. A zatem, *im większy jest opór zewnętrzny, tem mniejsze może być  $J_{a \min}$* <sup>1)</sup>.

Z dostatecznem przybliżeniem można również przyjąć dla większości spotykanych charakterystyk stosunek empiryczny:

$$J_{a \min} \cong 0,2 I_a, \quad (101)$$

przy którym  $\alpha$  pozostaje poniżej 5%.

Obie metody wymagają dalszego sprawdzenia zawartości harmonicznych po ustaleniu warunków pracy lampy. Sprawdzić ją można przez sprawdzenie stosunku  $\frac{l_2}{l_1}$ , lub przeprowadzając analizę harmonicznych.

Znając  $J_{a \min}$  można w prosty sposób określić warunki pracy lampy. A mianowicie: na wykresie charakterystyk (rys. 61) kreśli się w odległości  $J_{a \min}$  od osi odciętych prostą równoległą do tej osi i wyznacza się warunki pracy lampy, opierając się na zasadach, podanych w § 13.

I tak, gdy jest dany opór zewnętrzny (np.  $R_a = 2\rho$ ) i pewne nieprzekraczalne napięcie anodowe, kreśli się prostą spadku napięcia pod żądanym kątem i przesuwa ją równoległe tak, by przy danem napięciu anodowym przecinała się z charakterystyką siatki<sup>1)</sup>, odpowiadającą połowie tego napięcia, które równocześnie na prostej  $z - z'$  wyznacza punktem  $H$ .

<sup>1)</sup> Patrz przykład 2, rys. 63, str. 107.



W podobny sposób poszukuje się odpowiedniego punktu przecięcia na krzywej maksymalnego obciążenia, gdy dane jest  $P_a$ , przyczem należy pamiętać, że nie można przekroczyć ani najwyższego dopuszczalnego napięcia anodowego, ani obciążalności anody.

Wyznaczywszy warunki pracy metodą przybliżoną, można powtórnie sprawdzić, czy nie przekroczono dopuszczalnego stosunku  $\frac{l_2}{l_1}$ , a w razie potrzeby przeprowadzić analizę harmonicznych.

Metody te najlepiej zilustrują przykłady podane w § 16.

#### D. Praktyczne określenie harmonicznych.

W praktyce trudno określić jedną cyfrą dopuszczalną zawartość harmonicznych, znaczenie ich bowiem w znacznej mierze zależy od częstotliwości podstawowej. O ile bowiem przy wysokich tonach (ponad  $3000 \div 4000$  c/s) harmoniczne, szczególnie wyższych rzędów, leżą przeważnie w zakresie mniejszej czułości ucha<sup>1)</sup> i przyrządu odtwarzającego (głośnika lub słuchawki), to tony niskie dają harmoniczne oraz ich tony kombinacyjne, leżące w granicach największej czułości ucha. Dlatego też, jak wykazały ostatnie badania British Broadcasting Corp.<sup>2)</sup>, wymagania stawiane co do współczynnika chrypienia powinny być ostrzejsze dla tonów niższych, niż dla tonów wysokich.

Ponadto, ze względu na możliwość powstawania tonów kombinacyjnych harmonicznych wyższych rzędów, w praktyce niezawsze można ograniczyć się do 2-ej i 3-ciej harmonicznej. Dlatego też właściwy obraz pracy wzmacniacza otrzymuje się dopiero, określając współczynnik chrypienia drogą pomiarową. Wykonywa się to w sposób najprestszy, mierząc napięcie zmienne otrzymane na wyjściu lampy: raz po przejściu przez filtr eliminujący harmoniczne, drugi raz — przez filtr eliminujący częstotliwość podstawową. Stosunek obu napięć daje współczynnik chrypienia.

### 16. Przykłady wyboru warunków pracy lamp trójelektrodowych.

#### 1) Lampa modulacyjna większej mocy.

a) Znaleźć opór, przy którym lampa modulacyjna Philipsa MC 2/250 da największą moc niezniekształconą ( $\alpha \leq 0,05$ ).

Dane lampy:

$U_k = 11$  V,  $I_k = 2,5$  A,  $I_{ns} = 2,5$  A,  $U_a = 1000 \div 2000$  V,  $P_a = 250$  W (obciążenie próbne  $P_a = 300$  W),  $K = 15$ ,  $S = 6$  mA/V (przy  $U_a = 2000$  V,  $I_a = 125$  mA),  $\rho = 2500$   $\Omega$  (w tym samym punkcie).

Charakterystyki lampy podane są na rys. 61.

Przyjmując najwyższe dopuszczalne napięcie anodowe, a więc

<sup>1)</sup> Tom I. rys. 83.

<sup>2)</sup> Nowosti zagranicznej radjotiehniki, Nr. 8, str. 59, P. N. Kuksenko, *Triod ili pentod.*

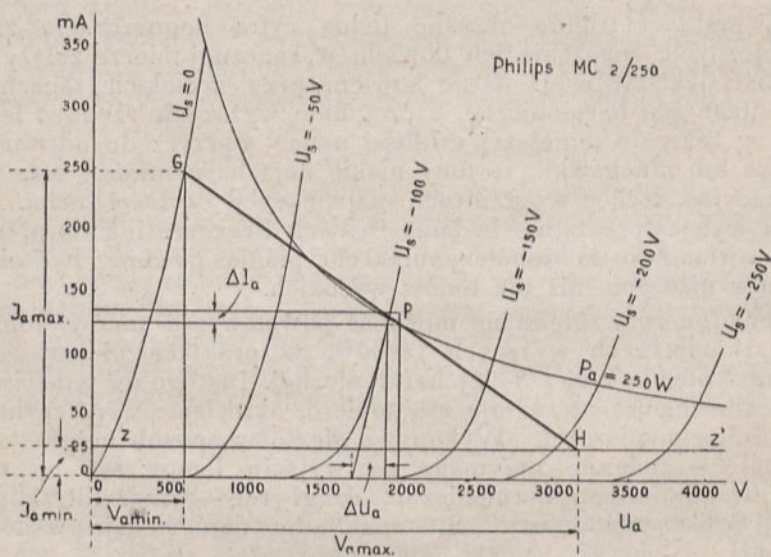
$U_a = 2000 \text{ V}$ , znajduje się prąd anodowy przy maksymalnym obciążeniu anody:

$$I_a = \frac{250}{2000} = 0,125 \text{ A} = 125 \text{ mA}.$$

Prądowi temu, zgodnie z charakterystykami, odpowiada ujemne napięcie siatki:

$$U_s = -105 \text{ V},$$

co łatwo znaleźć drogą interpolacji. Temsamem ustala się początkowy punkt  $P$  pracy lampy. Widać z charakterystyk, że wartość  $(-U_s)$  jest krytyczna i już nieznaczne odchylenie pod tym względem grozi przecią-



Rys. 61.

żeniem anody. Jest to następstwo dużego wzmocnienia prądowego lampy <sup>1)</sup>.

Dolne ograniczenie charakterystyk można założyć prowizorycznie, zgodnie z równaniem (101):

$$J_{a \min} = 0,2 I_a = 0,2 \cdot 125 = 25 \text{ mA}.$$

Wobec tego kreśli się równoległą  $z - z'$  do osi odciętych na wysokości odpowiadającej tej wartości prądu.

Można dopuścić wahania napięcia siatki w kierunku dodatnim, dochodzące do  $U_s = 0$ , a więc amplituda napięcia wzbudzającego wyniesie:

$$V_{sm} = |U_s| = 105 \text{ V},$$

<sup>1)</sup> Lampy o małym wzmocnieniu prądowym są mniej wrażliwe na wybór wartości  $(-U_s)$ .

wobec tego ujemna amplituda napięcia wzbudzającego dojdzie do:

$$V_{s \min} = 2 U_s = -210 \text{ V}.$$

Droga interpolacji znajduje się tę wartość na prostej  $z-z'$  w punkcie  $H$ . Następnie kreśli się prostą spadku napięcia od  $H$  przez  $P$ , aż do przecięcia się z charakterystyką  $U_s=0$  w punkcie  $G$  i sprawdza się stosunek odcinków:

$$\frac{\overline{HP}}{\overline{PG}} = \frac{71}{85} = 0,835 > 0,82, \text{ czemu odpowiada } \alpha \cong 0,045.$$

A więc zniekształcenia amplitudy nie przekraczają dopuszczalnej granicy  $\alpha=0,05$ .

Teraz z wykresu rys. 61 można znaleźć wszystkie dane, potrzebne dla obliczenia wzmacnienia, a mianowicie: amplitudę napięcia zmiennego:

$$V_{zm} = \frac{V_{a \max} - V_{a \min}}{2} = \frac{3180 - 600}{2} = 1290 \text{ V}$$

i amplitudę prądu zmiennego [wzór (96)]:

$$J_{zm} = \frac{J_{a \max} - J_{a \min}}{2} = \frac{245 - 25}{2} = 110 \text{ mA}.$$

Pod wpływem zniekształcenia średni prąd anodowy wzrasta o wartość  $\Delta I_a$  [wzór (100)]:

$$\Delta I_a = \alpha J_{zm} = 0,045 \cdot 110 \cong 5 \text{ mA},$$

wyniesie więc:

$$I'_a = I_a + \Delta I_a = 125 + 5 = 130 \text{ mA}.$$

Z obliczonych danych znajduje się moc prądu zmiennego (częstotliwości podstawowej):

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \frac{1290 \cdot 0,11}{2} \cong 70 \text{ W}.$$

Moc doprowadzona, uwzględniając przyrost prądu średniego, wyniesie:

$$P_1 = U_a I'_a = 2000 \cdot 0,130 = 260 \text{ W}.$$

Stąd sprawność wzmacniacza:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{70 \text{ W}}{260 \text{ W}} \cong 0,27.$$

Wkońcu sprawdza się obciążenie anody:

$$P_a = P_1 - P_2 = 260 - 70 = 190 \text{ W},$$

które, jak się okazuje, jest znacznie mniejsze, niż w spoczynku.

Wreszcie z nachylenia charakterystyki zewnętrznej znajduje się opór zewnętrzny:

$$R_a = \frac{V_{zm}}{J_{zm}} = \frac{1290}{0,11} \cong 11700 \Omega,$$

zaś oporność dynamiczną lampy oblicza się z nachylenia stycznej do charakterystyki  $U_s = -100 V$  np. w miejscu  $I_a = 125 mA$ :

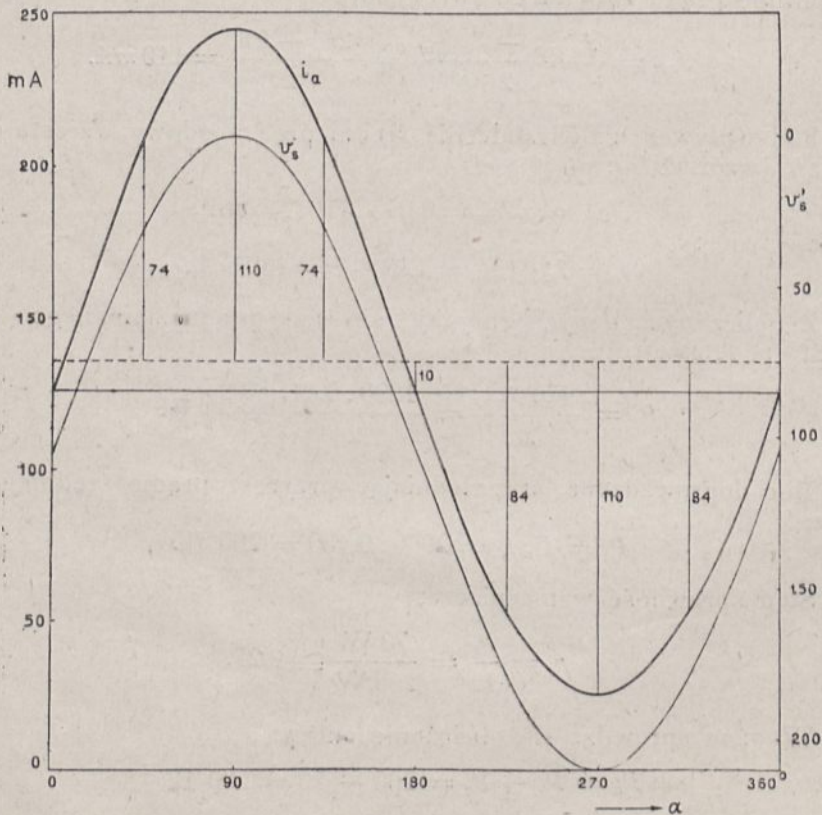
$$\rho_a = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} = \frac{210}{0,125} \cong 1700 \Omega.$$

A więc opór zewnętrzny:

$$R_a = \frac{11700}{1700} \rho \cong 7 \rho.$$

Jak łatwo sprawdzić, przy napięciu anodowym  $2000 V$  nie można spełnić warunku  $R_a = 2 \rho$ , gdyż dopuszczalne obciążenie anody byłoby znacznie przekroczone, jak to jest widoczne z wykresu charakterystyk.

Chcąc przeprowadzić analizę Fourierską krzywej prądu wzmacniacza postępuje się w sposób następujący (rys. 62):



Rys. 62.

a) kreśli się sinusoidę napięcia wzbudzającego o amplitudzie 105 V, obierając jako początek układu  $U_s = -105 V$ ,

b) na sinusoidzie tej wyznacza się rzędne, odpowiadające punktom przecięcia charakterystyki zewnętrznej z charakterystykami lampy, a więc dla napięć siatkowych: 0, -50 V, -100 V, -150 V, -200 V, oraz wartościom -105 i -210 V,

c) z wykresu rys. 61 odczytuje się odpowiadające tym napięciom wartości prądu anodowego, a więc: 245, 186, 132, 67, 30, 125 i 25 mA, i przy ich pomocy kreśli się krzywą prądu anodowego<sup>1)</sup> na tej samej podstawie czasu, co krzywa napięcia siatkowego.

d) wyznacza się nową oś odciętych krzywej prądu na wysokości np.  $I_a'' = 135 mA$ , dzieli się okres na  $p = 8$  części i wyznacza rzędne, odpowiadające punktom podziału: -10, +74, +110, +74, -10, -84, -110, -84, -10 mA.

Następnie oblicza się składową stałą  $b_o$  ze wzoru<sup>2)</sup>:

$$b_o = \frac{1}{p} \sum_1^p y = \frac{1}{8} (-10 + 74 + 110 + 74 - 10 - 84 - 110 - 84) = \\ = -\frac{40}{8} = -5.$$

W celu obliczenia amplitud składowych sinusoid mnoży się rzędne podane wyżej przez  $\sin k\omega t$ , czyli przez sinusy kątów, odpowiadających punktom podziału, przyczem obliczenie przeprowadza się z dokładnością do 5 harmonicznej na podstawie wzoru:

$$a_k = \frac{2}{p} \sum_a^p y \sin k\omega t.$$

W ten sposób otrzymuje się:

$$a_1 = \frac{2}{8} (-10 \sin 0^\circ + 74 \sin 45^\circ + 110 \sin 90^\circ + 74 \sin 135^\circ + \\ -10 \sin 180^\circ - 84 \sin 225^\circ - 110 \sin 270^\circ - 84 \sin 315^\circ) = \\ = \frac{2}{8} (-0 + 52,3 + 110 + 52,3 - 0 + 59,4 + 110 + 59,4) \cong 111.$$

$$a_2 = \frac{2}{p} \sum_a^p y \sin 2\omega t = \frac{2}{8} (0 + 74 + 0 - 74 - 0 - 84 - 0 + 84) = 0.$$

<sup>1)</sup> Krzywa ta w danym przykładzie jest niezbyt dokładna ze względu na małą liczbę charakterystyk.

<sup>2)</sup> Patrz tom I, str. 434.

$$a_3 = \frac{2}{p} \sum_0^p y \sin 3\omega t = \frac{2}{8} (0 + 52,3 - 110 + 52,3 - 0 + 59,4 + \\ - 110 + 59,4) = + 0,85.$$

$$a_4 = \frac{2}{p} \sum_0^p y \sin 4 \omega t = \frac{2}{8} \cdot 0 = 0.$$

$$a_5 = \frac{2}{8} (0 - 52,3 + 110 - 52,3 - 0 - 59,4 + 110 - 59,4) = - 0,85.$$

Amplitudy składowych kosinusoidalnych obliczamy w podobny sposób mnożąc odpowiednie rzędne przez  $\cos k\omega t$  i podstawiając je do wzoru:

$$b_k = \frac{2}{p} \sum_1^p y \cos k \omega t.$$

Otrzymuje się więc:

$$b_1 = \frac{2}{8} (-10 \cos 0^\circ + 74 \cos 45^\circ + 110 \cos 0^\circ + 74 \cos 135^\circ - 10 \cos 180^\circ + \\ - 84 \cos 225^\circ - 110 \cos 270^\circ - 84 \cos 315^\circ) = \frac{2}{8} (-10 + 52,3 + 0 + \\ - 52,3 + 10 + 59,4 - 0 - 59,4) = 0.$$

$$b_2 = \frac{2}{8} (-10 + 0 - 110 + 0 - 10 - 0 + 110 - 0) = - 5.$$

$$b_3 = \frac{2}{8} (-10 - 52,3 + 0 + 52,3 + 10 - 59,4 - 0 + 59,4) = 0.$$

$$b_4 = \frac{2}{8} (-10 - 74 + 110 - 74 - 10 + 84 - 110 + 84) = 0.$$

$$b_5 = \frac{2}{8} (-10 - 52,3 + 0 + 52,3 + 10 - 59,4 - 0 + 59,4) = 0.$$

Na podstawie powyższych wyników krzywa będzie wyrażać się równaniem:

$$i_a = - 5 + 111 \sin \omega t + 0,85 \sin 3 \omega t - 0,85 \sin 5 \omega t - 5 \cos 2 \omega t.$$

A zatem przyrost prądu stałego wynosi (dla wykresu):

$$\Delta I_a = - 5 \text{ mA}.$$

Obniżając oś odciętych o 5 mA otrzymuje się rzeczywisty średni pobór prądu w czasie pracy lampy:

$$I'_a = I''_a + \Delta I_a = 135 - 5 = 130 \text{ mA},$$

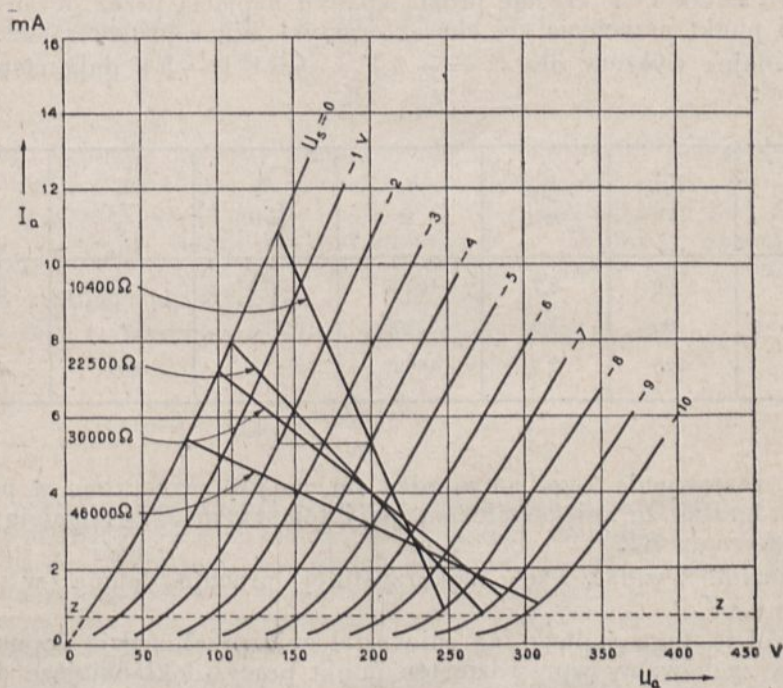
co jest zgodne z poprzednimi obliczeniami.

Współczynnik chrypienia równa się:

$$\alpha = \frac{\sqrt{J_{2m}^2 + J_{3m}^2 + J_{5m}^2}}{J_{zm}} = \frac{\sqrt{25 + 0,72 + 0,72}}{111} \cong 0,046.$$

## 2) Lampa małej mocy.

Dane są charakterystyki lampy Philips E 424 N, (rys. 63), w której obciążalność anody wynosi 1,5 W. Przy napięciu anodowym 200 V należy dobrać warunki dla maksymalnej mocy nieskażonej.



Rys. 63.

Jak wynika z charakterystyk, przy napięciu  $U_a = 200$  V prąd  $I_{a0} = 17$  mA. Stąd, na podstawie równania (88):

$$I_a = \frac{17}{4} \cong 4,5 \text{ mA}.$$

Obciążenie anody w tych warunkach wyniesie  $200 \cdot 0,0045 = 0,9 \text{ W}$ .  
Z równania (101) można obliczyć:

$$J_{a \text{ min}} = 0,2 I_a = 0,9 \text{ mA}.$$

Odkładamy na wykresie  $0,9 \text{ mA}$ .

Oporność dynamiczna lampy w pobliżu punktu pracy wynosi (rys. 63):

$$\rho = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \cong \frac{70}{0,005} \cong 14000 \Omega.$$

A więc przy założeniu prostolinijnych charakterystyk powinno być, w myśl równania (87):

$$R_a = 2\rho = 28000 \Omega.$$

Sprawdzamy to na wykresie, obierając kolejno różne wartości  $U_s$  przy  $U_a = 200 \text{ V}$  i kreśląc prostą spadku napięcia przez obrany punkt pracy i punkt przecięcia się charakterystyki z  $2U_s$  z prostą  $z - z$ .

Kolejne wykresy dla  $U_s = -4 \text{ V}$ ,  $-4,5 \text{ V}$  i  $-5 \text{ V}$  dają następujące wartości:

$U_s$ V	$V_{zm}$ V	$J_{zm}$ mA	$R_a$ $\Omega$	$P_2$ mW	$\frac{l_2}{l_1}$	$\alpha$
-4	60	5,7	10400	171	0,793	0,058
-4,5	90	4,0	22500	180	0,8	0,0555
-5	120	2,3	46000	138	0,894	0,028

Z zestawienia tego potwierdza się, co już zaznaczono w poprzednim paragrafie, że zniekształcenia, przy temsamem  $J_{a \text{ min}}$ , maleją w miarę zwiększania  $R_a$ .

Ponadto widać, że najkorzystniej pracuje lampa w okolicy  $U_s = -4,5 \text{ V}$ .

Wobec tego jednak, że zniekształcenia przekraczają dopuszczalną granicę, zachowamy wprawdzie ten punkt pracy (dokładniejsze dobieranie  $U_s$  jest niecelowe), lecz bierzemy  $R_a = 30000 \Omega$ . Jak można sprawdzić na wykresie, odpowiadają temu dane:

$$V_{zm} = 95 \text{ V}, \quad J_{zm} = 3,2 \text{ mA}, \quad P_2 = 152 \text{ mW}, \quad l_2/l_1 = 0,86, \quad \alpha = 0,036.$$

Moc jest teraz co prawda nieco mniejsza (najlepszemu wykorzystaniu odpowiadałoby napięcie ujemne nieco większe), lecz zniekształcenia pozostają poniżej granicy tolerancji.



## 17. Przesunięcie charakterystyk. Współczynnik amplifikacji, a moc użyteczna.

Jak wynika z poprzednich rozważań<sup>1)</sup>, moc nieskażona, oddana przez lampę, rośnie ze wzrostem napięcia anodowego  $U_a$ . Dzieje się to dzięki temu, że w miarę zwiększania  $U_a$ , charakterystyki  $I_a = f(U_s)$  przesuwają się w zakres ujemnych napięć siatki, co pozwala przyłożyć do lampy większą amplitudę napięcia wzbudzenia. Jednakże maksymalne napięcie anodowe dla danej kategorii lamp jest ograniczone ich wytrzymałością elektryczną i względami na źródło prądu.

Warunkiem należytego wykorzystania lampy jest więc dostateczne przesunięcie charakterystyk w zakresie napięć ujemnych. Przesunięcie to zależy jednak nie tylko od napięcia anodowego, lecz i od współczynnika amplifikacji lampy. A mianowicie, zgodnie z równaniem (24 a), prąd anodowy jest funkcją napięcia czynnego w płaszczyźnie siatki:

$$I_a = f(K U_s + U_a),$$

i staje się równy zero, gdy

$$U_s = - \frac{U_a}{K}. \quad (102)$$

Stąd wniosek, że przy danym napięciu anodowym *charakterystyka jest tem więcej przesunięta w kierunku dodatnich napięć siatki, im większy jest współczynnik amplifikacji lampy*. A więc, im większe jest  $K$ , tem mniejsza może być amplituda wzbudzenia  $V_{sm}$ . W miarę ograniczenia tej wielkości maleje moc użyteczna, którą lampa może oddać, czego dowodzi następujące przeliczenie.

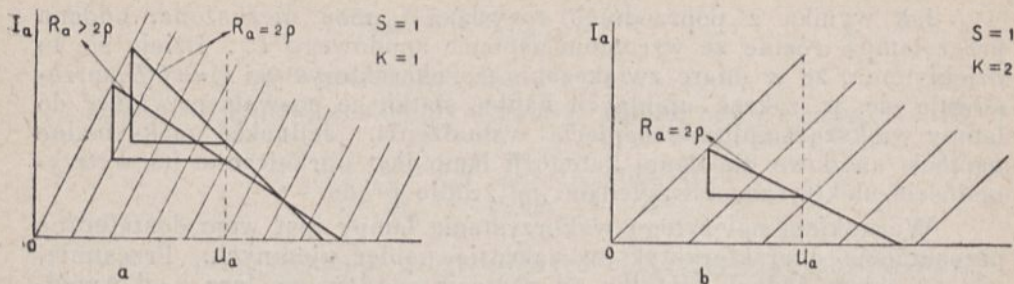
Zgodnie z równaniem (87 a) maksymalna moc użyteczna ( $R_a = 2 \rho$ ) wynosi:

$$P_2 = \frac{K S}{9} \dot{V}_{sm}^2 = \frac{S}{9 K} (K V_{sm})^2 = \frac{1}{9 \rho} (K V_{sm})^2. \quad (103)$$

Przyjmując przy danym napięciu anodowym  $U_a$  wielkość  $K V_{sm}$  jako stałą dla lamp o różnych współczynnikach amplifikacji, co na podstawie wzoru (102) jest oczywiste, dochodzi się do wniosku, że *przy danych wartościach  $S$  i  $U_a$  maksymalna moc użyteczna lampy jest odwrotnie proporcjonalna do jej współczynnika amplifikacji*, lub też, że *przy danym napięciu anodowym maksymalna moc jest odwrotnie proporcjonalną do oporności dynamicznej triody*. Zależność tę ilustrują wykresy schematyczne na rys. 64 a i b, na którym przedstawiono warunki maksymalnego wykorzystania amplitudy wzbudzenia (patrz też rys. 63). Wynika z tego, że *dobroć lampy trójelektrodowej jako wzmacniacza mocy typu A jest charakteryzowana przede wszystkim przez współczynnik wzmocnienia prądowego, a nie przez wielkość  $G$  z równania (85)*.

<sup>1)</sup> Patrz § 13, rys. 57.

Zważywszy, że  $S$  jest wielkością, którą w danej kategorii lamp trudno jest zwiększyć, dochodzi się do wniosku, że dla uzyskania możliwie dużej mocy wejściowej bez zniekształceń, należy budować lampy



Rys. 64.

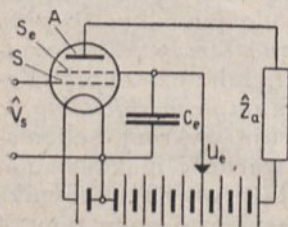
o niezbyt wielkim współczynniku amplifikacji. W lampach głośnikowych typów będących obecnie w użyciu wartość  $K$  waha się w granicach od 4 do 10, zaś w lampach modulacyjnych większej mocy, pracujących przy wysokich napięciach anodowych, wartość jego rzadko przekracza 15. Większe  $K$  spotyka się jedynie w lampach t. zw. *submodulacyjnych*, stosowanych jako wstępny wzmacniacz mocy (raczej wzmacniacz napięciowy ze znacznym zapasem mocy) dla wzbudzenia lampy modulacyjnej końcowej.

Konieczność konstruowania dla wzmacniaczy typu A lamp trój elektrodowych o małym współczynniku amplifikacji łączy się również z tem, że lampy o dużym  $K$ , zgodnie z równaniem Barkhausena ( $K = \rho S$ ), siłą rzeczy mają znaczną oporność dynamiczną. Utrudnia to zachowanie odpowiedniego stosunku  $Z_a/\rho$ , co jest szczególnie ważne przy obciążeniu indukcyjnym ze względu na mogące wystąpić zniekształcenia częstotliwości.

## 18. Lampy z siatką osłonową.

Lampa o małym współczynniku amplifikacji ma jednak poważną wadę: jest nią konieczność doprowadzenia znacznego napięcia wzbudzającego do obwodu siatki. Wobec tego, że zarówno w odbiornikach, jak i w nadawczych urządzeniach modulacyjnych, siły elektromotoryczne, powstające w antenie czy też w obwodzie mikrofonowym, są znikomo małe, zachodzi potrzeba stosowania znacznej liczby pośrednich stopni wzmocnienia napięciowego.

Znaczne ulepszenie w tym kierunku stanowi lampa dwusiatkowa z siatką osłonową. (W. Schottky, 1916). W lampie takiej (rys. 65), między siatką  $S$  (siatką wejściową) i anodą  $A$  znajduje się druga siatka, t. zw. *siatka osłonowa*  $S_e$ , mająca względem katody znaczny stały potencjał dodatni  $U_e$ , a połączona z katodą zapo-



Rys. 65.

mocą kondensatora  $C_c$  o znacznej pojemności, celem zwarcia prądów o częstotliwościach wzmacnianych.

Każda z tych siatek wchodzi wraz z katodą w układ trójelektrodowy o pewnym współczynniku amplifikacji: siatka wejściowa wraz z katodą i siatką osłoną tworzy układ o współczynniku amplifikacji  $K_1$ , zaś siatka osłonna wraz z katodą i anodą — układ o współczynniku amplifikacji  $K_2$ .

Tak więc napięcie działające w płaszczyźnie siatki osłonnej można wyrazić równością:

$$U'_c = U_c + \frac{U_a}{K_2}.$$

Napięcie to, w odniesieniu do siatki wejściowej, można uważać za napięcie anodowe, tak, iż napięcie czynne w płaszczyźnie siatki wejściowej będzie równe:

$$U'_s = U_s + \frac{U'_c}{K_1} = U_s + \frac{U_c}{K_1} + \frac{U_a}{K_1 K_2}. \quad (104)$$

Z równania (104) można wyciągnąć dwa bardzo ważne wnioski:

1) Współczynnikiem amplifikacji lampy w odniesieniu do siatki wejściowej jest wielkość:

$$K = K_1 K_2, \quad (105)$$

można więc budować lampy z siatką osłoną o bardzo dużym całkowitym współczynniku amplifikacji, obliczając obie siatki na współczynniki amplifikacji stosunkowo niewielkie.

Należy tu podkreślić, że zgodnie z równaniem  $K = \rho S$ , duży współczynnik amplifikacji lampy z siatką osłoną łączy się z dużą opornością dynamiczną, gdyż, jak już kilkakrotnie wspomniano, wielkość  $S$  dla danej kategorii lamp można zwiększyć tylko w nieznaczących granicach.

2) Dzięki zwarceniu przez kondensator, siatka osłonna nie bierze udziału w amplifikacji, lecz spełnia inne ważne zadanie. A mianowicie, wyrażenie, podane w równaniu (104), a zatem i prąd anodowy staje się dopiero wówczas równy zeru, gdy:

$$U_s = - \left( \frac{U_c}{K_1} + \frac{U_a}{K_1 K_2} \right). \quad (106)$$

Wynika stąd, że pomimo wysokiej wartości  $K = K_1 K_2$ , charakterystykę lampy przy danym  $U_a$  można dostatecznie przesunąć w zakres ujemnych napięć siatki wejściowej, nadając siatce osłonnej odpowiedni potencjał dodatni względem katody.

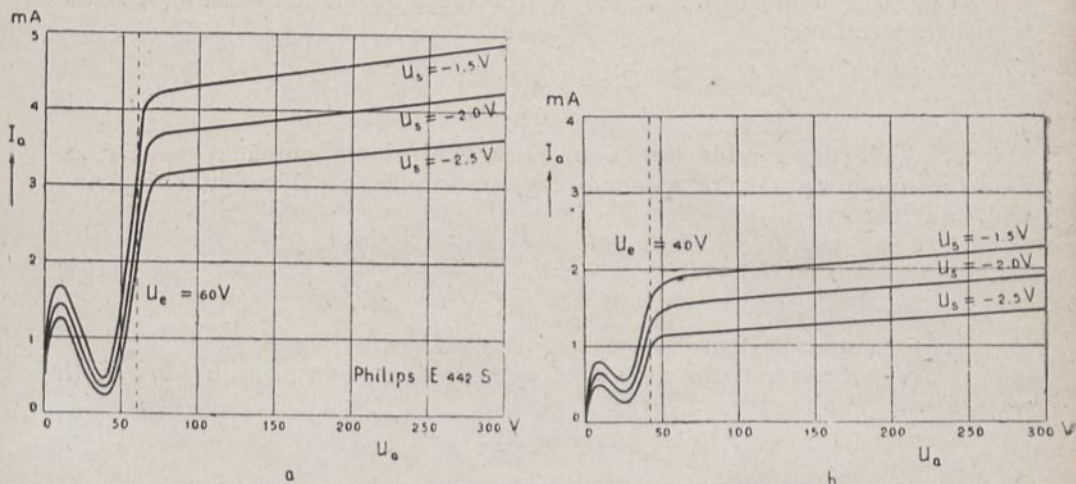
Pozatem w lampie z siatką osłoną znacznie jest zmniejszona pojemność między anodą i siatką wejściową,  $C_{sa}$ , gdyż siatka osłonna, jak to wskazuje jej nazwa, tworzy osłonę elektrostatyczną między obiema temi elektrodami. Przy specjalnej konstrukcji siatki osłonnej osiąga się redukcję tej pojemności do rzędu  $0,002 \div 0,01 \mu\text{p.F}$ , podczas, gdy w lampach trójelektrodowych pojemność ta jest rzędu kilkunastu  $\mu\text{p.F}$ . Takie

lampy specjalne, t. zw. *lampy ekranowane* (Hull, Round 1925 r.), mają duże znaczenie dla wzmocnienia wielkiej częstotliwości<sup>1)</sup>.

Poważną wadą lampy z siatką osłoną jest nieprawidłowy przebieg jej charakterystyk:

$$I_a = f(U_a),$$

jak to widać z krzywych rys. 66 a i b.



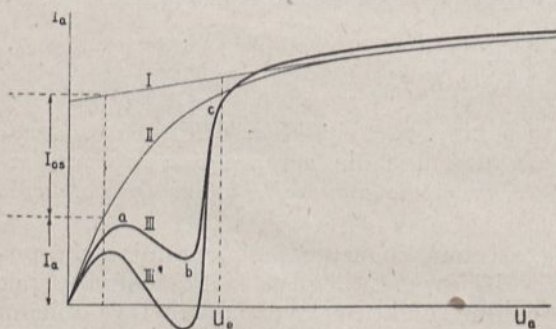
Rys. 66.

Przebieg ten można wyjaśnić w sposób następujący:

Płynący pod działaniem napięć  $U_s$ ,  $U_e$  i  $U_a$  prąd emisyjny katody można wyrazić na podstawie wzorów (23 a) i (104) równaniem:

$$I_e = C \left( U_s + \frac{U_e}{K_1} + \frac{U_a}{K_1 K_2} \right)^{3/2}. \quad (107)$$

Prąd ten, którego zależność od napięcia anodowego przedstawia



Rys. 67.

krzywa  $I$  na rys. 67, nie dochodzi w całości do anody, lecz dzieli się między anodę i siatkę osłoną na prądy  $I_a$  i  $I_{os}$ . Prądy te rozdzielają się w przybliżeniu proporcjonalnie do powierzchni elektrod i do napięć  $U_e$  i  $U_a$ .

Wobec tego charakterystyka prądu anodowego  $I_a$  powinna mieć przebieg wyrażony krzywą II. Z tego samego już wynika, że nie mo-

<sup>1)</sup> Patrz rozdział VI.

że ona mieć charakteru prostoliniowego i że oporność dynamiczna lampy rośnie ze wzrostem napięcia anodowego lampy, jest więc, w przeciwieństwie do oporności dynamicznej  $\rho$  w triodzie, wielkością zmienną w szerokich granicach.

Przebieg charakterystyki komplikuje się jeszcze bardziej pod wpływem zjawiska *emisji wtórnej*, którego źródłem są zarówno anoda, jak i siatka osłonna, nagrzewane przez bombardujące je elektrony prądów  $I_a$  i  $I_{os}$ .

Dopóki napięcie anodowe jest wyższe od napięcia siatki osłonnej, anoda nie tylko nie wysyła własnych elektronów, lecz — przeciwnie — przyciąga część elektronów emitowanych przez siatkę osłonową. Dzięki temu prąd anodowy jest nieco większy od części prądu emisyjnego katody, przypadającej na anodę. Gdy jednakże napięcie anodowe spadnie poniżej  $U_c$ , zaczyna się zjawisko odwrotne — od anody zaczyna płynąć strumień elektronów wtórnych ku siatce osłonnej, zmniejszając prąd anodowy i zwiększając prąd siatki osłonnej. Następstwem tego jest nagły spadek prądu anodowego na odcinku  $c-b$  charakterystyki. Przy dalszym obniżaniu  $U_a$  anoda ochładza się zarówno spowodu zmniejszenia się napięcia, jak i prądu, emisja wtórna maleje i prąd anodowy na odcinku  $b-a$  wzrasta pomimo zmniejszania się napięcia anodowego, aż wreszcie przy niskich napięciach anodowych charakterystyka powraca do normalnego przebiegu.

Charakterystyka lampy rozpada się więc na trzy części o wybitnie różnych własnościach.

1) Część, przy  $U_a > U_c$ , o wielkiej oporności dynamicznej, a temsamem i o wielkim współczynniku amplifikacji. Jest to część użyteczna charakterystyki, odznaczająca się tem, że  $K$  i  $\rho$  lampy rosną ze wzrostem napięcia anodowego. Dlatego też dla lamp tego typu można podać  $K$  i  $\rho$  tylko dla określonego punktu pracy.

2) Część o przebiegu nieprawidłowym, której odcinek  $a-b$  posiada oporność ujemną<sup>1)</sup>.

$$R = - \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}, \quad (108)$$

może być wykorzystana do wzbudzania drgań niegasnących (generator dynatronowy<sup>2)</sup>). Natomiast w odcinku  $b-c$  charakterystyka prądu  $I_a$  wykazuje nagły wzrost prądu przy nieznacznym zwiększaniu  $U_a$ . A więc prąd siatki osłonnej nagle maleje i nachylenie charakterystyki tego prądu

$$S_{os} = \left( \frac{\partial I_{os}}{\partial U_a} \right)_{U_c = \text{const}} \quad (109)$$

ma w odcinku  $b-c$  znak ujemny, co również może stać się źródłem wzbudzenia drgań własnych.

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 59 i następne.

<sup>2)</sup> Patrz rozdział V, § 12.

W niektórych lampach emisja wtórna anody jest tak silna, iż prąd anodowy w odcinku  $a-b$  może odwrócić swój kierunek, jak to widać na krzywej III', rys. 67.

3) Część początkowa o względnie małym oporze dynamicznym i niewielkim współczynniku amplifikacji, charakteryzuje się nadmiernym prądem siatki osłonowej, którego charakterystyka w zależności od  $U_a$  również ma nachylenie ujemne, podobnie jak na odcinku  $b-c$ .

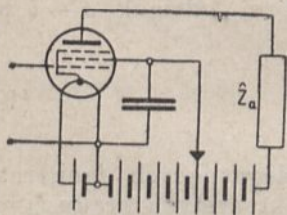
Z przebiegu charakterystyk wynika, że lampa z siatką osłonową może być wykorzystana jako wzmacniacz typu A tylko w niewielkim zakresie górnej części swych charakterystyk, a więc z małą sprawnością. Dlatego też nadaje się ona tylko jako wzmacniacz napięciowy na początkowych stopniach wzmocnienia.

Jak wynika ze wzoru (107), zasadniczy wpływ na przesunięcie charakterystyk ma napięcie siatki osłonowej. Chcąc więc mieć całkowity obraz lampy, należałoby zdjąć szereg zbiorów charakterystyk przy różnych wartościach  $U_c$ . Dwa takie zbiory są pokazane na rys. 66. Odpowiadają one najniższemu i najwyższemu napięciu siatki osłonowej, stosowanemu dla tego typu lampy.

Natomiast zmiany napięcia anodowego wywierają na przesunięcie charakterystyki wpływ minimalny. Dlatego w układzie  $I_a = f(U_s)$  charakterystykę zwarcia takiej lampy można uważać z dostatecznym przybliżeniem za jej charakterystykę roboczą.

## 19. Pentoda.

Powstaniu załamania charakterystyki anodowej pod wpływem wtórnej emisji zapobiec można, umieszczając między anodą i siatką osłonową trzecią siatkę (t. zw. *siatkę chwytaną*) połączoną np. bezpośrednio z katodą (rys. 68). Siatka ta, o potencjale znacznie niższym od potencjału anody, odgradza elektrony wtórne, emitowane przez anodę, od siatki osłonowej, uniemożliwiając powstanie prądu emisji wtórnej, nawet przy potencjałach siatki osłonowej, znacznie przewyższających potencjał anody.



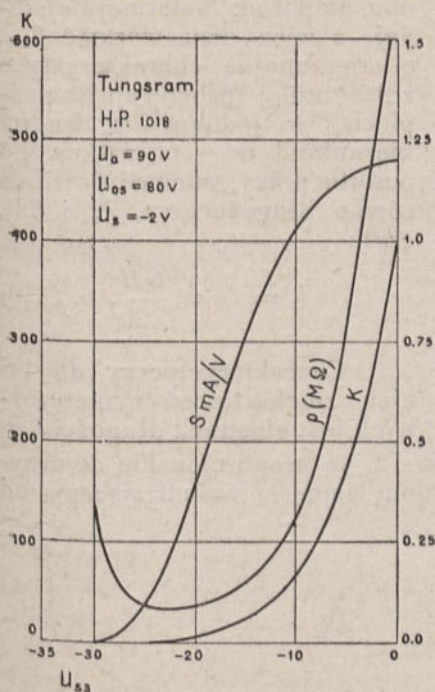
Rys. 68.

Utworzona w ten sposób lampa trójsiatkowa, zwana *pentodą*<sup>1)</sup> (Zakłady Philipsa, r. 1929) zachowuje zasadnicze zalety lampy z siatką osłonową (duże  $K$  i możliwość przesunięcia charakterystyk), mając przytem prawidłowy przebieg charakterystyk. Ponadto, dzięki siatce chwytnej, stosować można wyższe napięcia siatki osłonowej, a więc jeszcze bardziej przesunąć charakterystyki w kierunku napięć ujemnych siatki wejściowej, niż w lampie dwusiatkowej.

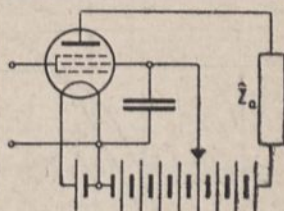
Zbliżona do pentody jest lampa, w której siatka chwytana jest połączona z siatką wejściową (Tungsram, rys. 69). W lampie tej siatka chwytana wspomaga cokolwiek działanie siatki wejściowej, pozatem jed-

<sup>1)</sup> Od  $\pi\epsilon\nu\tau\alpha'$  — pięć i  $\omicron\delta\omicron\varsigma$  — droga.

nak lampa zachowuje się jak pentoda, z tą różnicą, że zamiast zmniejszenia pojemności  $C_{sa}$ , otrzymuje się tu zwiększenie tej pojemności. Niema to wprawdzie dużego znaczenia dla lampy końcowej wzmacniacza małej częstotliwości, jednakże jako wzmacniacz wielkiej częstotliwości ten typ lamp nie może być stosowany.



Rys. 70.



Rys. 69.

Siatka chwytna nie tylko zapobiega powstawaniu wgięcia na charakterystyce, ale od potencjału tej siatki względem katody zależą również w dużym stopniu  $K$ ,  $\rho$  i  $S$  pentody, jak to widać z rys. 70. Dzięki temu, zmieniając napięcie tej siatki, jeżeli jest ona wyprowadzona nazewnątrz bańki, można regulować w szerokich granicach wzmocnienie napięciowe i energetyczne lampy.

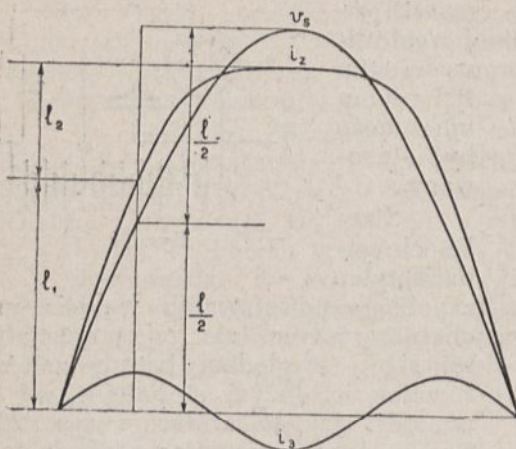
Ta własność oddziaływania siatki chwytniej na wzmocnienie lampy jest wykorzystana w niektórych typach pentod odbiorczych wielkiej częstotliwości, jak również w pentodach nadawczych (modulacja w obwodzie siatki chwytniej).

## 20. Zniekształcenia wywołane przez pentodę.

Na rys. 75 (str. 123), podane są charakterystyki  $I_a = f(U_a)$  typowej pentody dla małej częstotliwości. Jak widać nie są one prostolinijne, szczególnie w części początkowej, co jest zgodne z rozważaniem § 18, siatka chwytna usuwa bowiem tylko wpływ wtórnej, lecz nie wpływa na rozdział prądu emisyjnego między anodą i siatką osłonna. Typowe dla tych charakterystyk jest ich zagęszczanie się w okolicy  $U_s = 0$  i przy małych napięciach anodowych, oraz przy dużych wartościach bezwzględnych ujemnego napięcia siatkowego i dużych wartościach napięcia anodowego. Wynika z tego, że pentoda daje spłaszczenie krzywej prądu anodowego tak w dodatnim, jak i w ujemnym półokresie.

Pentoda wywołuje więc zniekształcenia amplitudy, wprowadzające do prądu *harmoniczne nieparzyste* (rys. 71). Dlatego też wybór najlepszych warunków pracy dla wzmacniacza typu A z pentodą jest bardziej skomplikowany, niż w przypadku triody.

Zagadnienie to można jednakże uprościć, unikając w miarę możliwości harmonicznych parzystych, co spełnione będzie wówczas, gdy



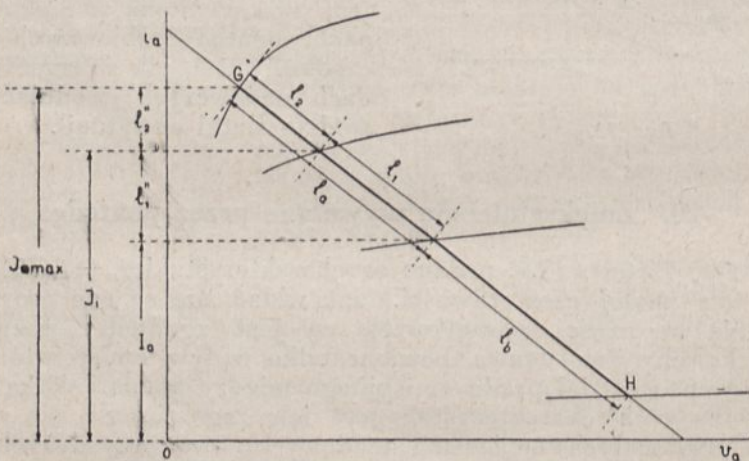
Rys. 71.

przebieg krzywej prądu będzie symetryczny. Niezbędnym warunkiem symetrii jest równość obu amplitud: dodatniej i ujemnej, a więc dana wartość  $V_{sm}$ , odmierzona na charakterystyce zewnętrznej (prostej spadku napięcia) w jednym i w drugim kierunku od początkowego punktu pracy, odcinać powinna równe długości (rys. 72 i 73), czyli:

$$l_a = l_b = \frac{\overline{GH}}{2}. \quad (110)$$

Charakterystyczny dla takich zniekształceń symetrycznych jest stosunek długości  $l_2/l_1$

(rys. 71). Długości te, jak wynika z rys. 72, są proporcjonalne do przyrostów prądu  $i_{a1}$ , odpowiadających zmianom napięcia wzbudzającego od zera do  $\frac{V_{sm}}{2}$  i od  $\frac{V_{sm}}{2}$  do  $V_{sm}$ .



Rys. 72.

Oczywiście dla zachowania symetrii jest niezbędne, aby stosunek  $l_2/l_1$  był w obu półokresach tensam, w przeciwnym bowiem razie krzywa jest asymetryczna i zawiera również harmoniczne parzyste. Do takiej krzywej, w myśl przyjętego założenia, nie można stosować podanej tu uproszczonej metody.



Spełniwszy te warunki, wyrazić można charakterystykę pentody, uwzględniając tylko 3-cią harmoniczną, przybliżonym równaniem:

$$i_a = I_a + a v_s + c v_s^3 = I_a + a V_{sm} \sin \omega t + c V_{sm}^3 \sin^3 \omega t, \quad (\alpha)$$

a współczynnik chrypienia stosunkiem:

$$\kappa_3 = \frac{J_{3m}}{J_{zm}}. \quad (\beta)$$

Na podstawie rys. 71 i 72 można wówczas wykazać drogą prostych przeliczeń<sup>1)</sup>, że

<sup>1)</sup> Podstawiając

$$\sin^3 \alpha = \frac{3}{4} \sin \alpha - \frac{1}{4} \sin 3 \alpha,$$

otrzymuje się:

$$i_a = I_a + (a V_{sm} + \frac{3}{4} c V_{sm}^3) \sin \omega t - \frac{c V_{sm}^3}{4} \sin 3 \omega t. \quad (\alpha)$$

Stąd:

$$\kappa_3 = \frac{J_{3m}}{J_{zm}} = \frac{\frac{1}{4} c V_{sm}^3}{a V_{sm} + \frac{3}{4} c V_{sm}^3}. \quad (\beta)$$

Z równania (a) oblicza się prąd, odpowiadający kolejno wartościom  $V_{sm}$  i  $\frac{V_{sm}}{2}$  (patrz rys. 72),

$$\left. \begin{aligned} J_{a \max} &= I_a + a V_{sm} + c V_{sm}^3, \\ J_1 &= I_a + \frac{a V_{sm}}{2} + \frac{c V_{sm}^3}{8}. \end{aligned} \right\} \quad (\gamma)$$

Mnożąc dolne równanie (γ) przez 2 i odejmując od górnego równania, znajduje się:

$$c V_{sm}^3 = -\frac{4}{3} (2 J_1 - I_a - J_{a \max}) = -\frac{4}{3} [2 (J_1 - I_a) - (J_{a \max} - I_a)]. \quad (\delta)$$

Aby znaleźć  $a V_{sm}$ , mnoży się teraz dolne równanie (γ) przez 8 i w analogiczny sposób oblicza się:

$$a V_{sm} = \frac{1}{3} [8 (J_1 - I_a) - (J_{a \max} - I_a)]. \quad (\varepsilon)$$

Do równań (δ) oraz (ε) wprowadza się:

$$J_1 - I_a = l_1'', \quad J_{a \max} - I_a = l_1'' + l_2'',$$

co, po podstawieniu do (β) i uwzględnieniu, że

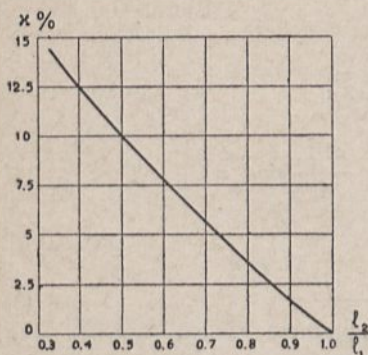
$$\frac{l_2''}{l_1''} = \frac{l_2}{l_1},$$

daje:

$$\kappa = \frac{1}{2} \cdot \frac{l_2'' - l_1''}{l_2'' + 2 l_1''} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\frac{l_2''}{l_1''} - 1}{\frac{l_2''}{l_1''} + 2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\frac{l_2}{l_1} - 1}{\frac{l_2}{l_1} + 2}.$$

$$\alpha_3 = \frac{1}{2} \cdot \frac{l_2 - l_1}{l_2 + l_1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\frac{l_2}{l_1} - 1}{\frac{l_2}{l_1} + 2}. \quad (111)$$

Zależność współczynnika chrypienia od stosunku  $l_2/l_1$  podaje krzywa rys. 73. Wynika z niej, że  $\alpha$  osiąga wartość 0,05 przy stosunku  $\frac{l_2}{l_1} = \frac{8}{11} = 0,725$ .



Rys. 73.

Im bliższy jedności jest ten stosunek, tem mniejsze są zniekształcenia.

Stosunek ten jest równy jedności wtedy, gdy równym przyrostom napięcia odpowiadają równe przyrosty prądu, a więc, gdy między temi wielkościami istnieje prosta proporcjonalność. Jak zaznaczono, wyznaczenie zniekształceń możliwe jest tylko wtedy, gdy spełniony jest warunek (110) i gdy stosunek  $l_2/l_1$  jest w obu kierunkach w przybliżeniu ten sam; w przeciwnym razie musi być zastosowana analiza Fouriera. Warunki te zaś spełniają się tylko dla oporu  $R_a$ , dla którego zostały wyznaczone. Jak łat-

wo się przekonać z charakterystyk, zmiana obciążenia lampy, ze względu na krzywoliniowość charakterystyk, powoduje natychmiast asymetrię amplitud i przebiegów prądu.

#### Najkorzystniejsze obciążenie pentody.

Jeśli przyjąć, że charakterystyki pentody są prostolinijne<sup>1)</sup> (rys. 74), to przy ograniczonym obciążeniu anody (krzywa  $P_a = \text{const}$ ) największa dopuszczalna amplituda prądu anodowego wynosiłaby:

$$J_{zm} = I_a,$$

a największa amplituda napięcia:

$$V_{zm} = U_a.$$

Stąd maksymalna sprawność pentody jako wzmacniacza typu A byłaby równa:

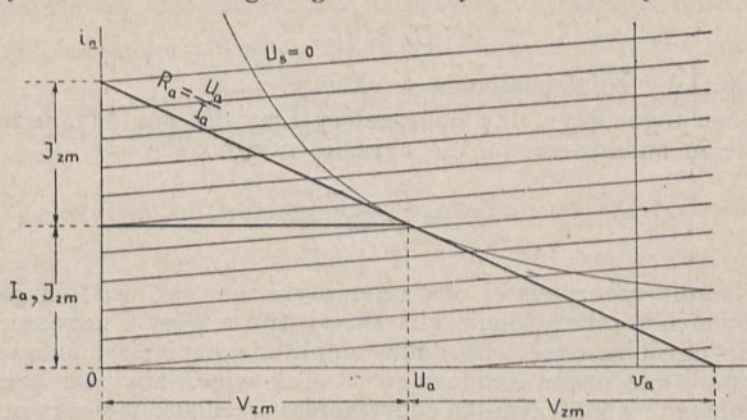
$$\eta_{\text{lim}} = \frac{J_{zm} V_{zm}}{2 I_a U_a} = 0,50, \quad (112)$$

<sup>1)</sup> Charakterystyki byłyby prawie prostolinijne, gdyby nie było prądu siatki osłonnej (charakterystyki prądu emisyjnego, krzywa I, rys. 67).

a najkorzystniejsze obciążenie:

$$R_{a \text{ opt}} = \frac{V_{zm}}{J_{zm}} = \frac{U_a}{I_a}. \quad (113)$$

Chcąc przytem uniknąć prądu siatki, nie można przekroczyć charakterystyki  $U_s = 0$ . Dlatego, zgodnie z rys. 74, maksymalna wartość



Rys. 74.

prądu anodowego nie może przekroczyć prądu odpowiadającego wartościom  $U_a = 0$ ,  $U_s = 0$  (t. zw. prąd zerowy  $I_o$ ). Stąd największy prąd anodowy  $I_{a \text{ max}}$ , przy którym lampa może być w pełni wykorzystana wynosi:

$$I_{a \text{ max}} = \frac{I_o}{2}, \quad (114)$$

a odpowiadające mu napięcie anodowe:

$$U_{a \text{ opt}} = \frac{P_a}{I_{a \text{ max}}} = \frac{2 P_a}{I_o} \quad (115)$$

W tym przypadku najkorzystniejsza oporność zewnętrzna wyniesie:

$$R_{a \text{ opt}} = \frac{U_{a \text{ opt}}}{I_a} = \frac{2 U_{a \text{ opt}}}{I_o}. \quad (116)$$

Napięcie  $U_{a \text{ opt}}$  jest najkorzystniejszym napięciem anodowym pentody przy prądzie  $\frac{I_o}{2}$ . Stosowanie większego prądu anodowego przy napięciach niższych, niż  $U_{a \text{ opt}}$ , jest niecelowe, gdyż wówczas nie można wykorzystać dolnego półokresu i sprawność pogarsza się. Można natomiast zawsze, przy prądzie  $\frac{I_o}{2}$ , stosować napięcia niższe niż  $U_{a \text{ opt}}$ , a więc nie obciążać w pełni anody lampy.

Jednakże napięcie anodowe niższe niż  $U_{a \text{ opt}}$  da oczywiście mniejszą moc i nie pozwoli wykorzystać w pełni pentody.

Moc tę, przy niższym napięciu anodowym, można jednak do pewnego stopnia zwiększyć, zwiększając napięcie  $U_{os}$  i równocześnie stosując większą wartość bezwzględną ujemnego napięcia początkowego  $U_s$  na siatkę wejściową. Należy jednak pamiętać, by nie przekroczyć wartości:

$$U_{os} \leq U_a, \quad (117)$$

co zwiększyłyby zniekształcenia w okolicy  $v_{a \text{ min}}$ .

Wobec tego optymalny opór zewnętrzny dla pentody, przy dowolnym napięciu anodowym, można określić zależnością:

$$R_a = \frac{U_a}{I_a} \cong \frac{2 U_a}{I_o}. \quad (118)$$

W lampie rzeczywistej charakterystyki nie są prostolinijne. Występuje w nich i zakrzywienie charakterystyk u góry i zagęszczenie ich u dołu, co ogranicza zarówno dolną amplitudę napięcia anodowego, jak i dolną amplitudę prądu anodowego<sup>1)</sup>. Tak więc, aby nie przekroczyć dopuszczalnego współczynnika chrypienia  $\alpha = 0,05$ , należy ograniczyć amplitudy do wartości, nie przekraczających:

$$\left. \begin{aligned} J_{zm} &= (0,8 \div 0,85) I_a, \\ V_{zm} &= (0,8 \div 0,85) U_a, \end{aligned} \right\} \quad (119)$$

czemu odpowiada sprawność pentody przy maksimum mocy nieskażonej:

$$\eta = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2 U_a I_a} = 0,32 \div 0,36.$$

Gdy dopuścić wartość współczynnika chrypienia  $\alpha = 0,1$ , to moc użyteczna i sprawność pentody zwiększają się dość znacznie, a sprawność osiąga w tych warunkach wartość  $0,44 \div 0,48$ .

Widać z tego, że pentoda znosi przeciążenie lepiej niż trioda, która przy nieznacznym przekroczeniu dopuszczalnej amplitudy wzbudzenia daje szybki wzrost współczynnika chrypienia, a to spowoduje pojawienia się prądu siatki. (W pentodach źródłem zniekształceń są raczej zakrzywienia charakterystyk, niż prąd siatki).

Dla lampy rzeczywistej można z dostatecznym przybliżeniem określić najkorzystniejsze obciążenie przy pomocy równania (118). Maksymalny prąd anodowy można obliczyć orjentacyjnie z zależności (114), podstawiając jako  $I_o$  wartość prądu, otrzymaną przez przecięcie osi rzędnych z przedłużeniem (styczną do) części prostoliniżnej charakterystyki  $U_s = 0$  (patrz rys. 75).

<sup>1)</sup> Należy zwrócić uwagę, że charakterystyki pentod żarzonych pośrednio są bardziej nieprawidłowe, niż żarzonych bezpośrednio (patrz rozdział II § 4).

Najkorzystniejsze wartości  $U_a$ ,  $I_a$  i  $U_e$  podane są dla każdej pentody w katalogach firmowych.

Obliczenie  $R_a$  z równania (118) daje wartość orientacyjną, mogąca służyć jako punkt wyjścia dla zaprojektowania wzmacniacza. Aby znaleźć możliwie dokładnie najlepsze warunki pracy pentody, należy obrócić charakterystykę zewnętrzną około punktu pracy tak, aby przy możliwie największym  $V_{zm}$  odcinki  $l_a$  i  $l_b$  były sobie równe<sup>1)</sup>, oraz aby nie przekroczyć stosunku  $\frac{l_2}{l_1} = \frac{8}{11}$ . Z nachylenia charakterystyki oblicza się następnie  $R_a$ . Metoda ta daje naogół wynik nie różniący się zasadniczo od obliczonego z równania (116).

## 21. Zależność zniekształceń w pentodzie od częstotliwości.

Pentoda jest naogół bardziej wrażliwa na zniekształcenia przy zmianie obciążenia obwodu anodowego, niż trioda. Może to stać się źródłem zniekształceń częstotliwości, gdy oporność zewnętrzna jest znaczna i jest funkcją częstotliwości. Szczególnie, gdy oporność pozorną rośnie ze wzrostem częstotliwością—co jest przypadkiem normalnym ze względu na charakter indukcyjny obciążenia w postaci głośnika—łatwo może nastąpić przeciążenie lampy w obwodzie anodowym, a chwilowe wartości napięcia anodowego łatwo mogą wkroczyć w zakres niedopuszczalnego zakrzywienia charakterystyk, powodując harmoniczne na wyższych tonach.

Tę niedogodność pentody w porównaniu z triodą widać ze wzoru (63):

$$\hat{V}_z = -K \hat{V}_s \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a}.$$

We wzmacniaczu z pentodą, ze względu na duże  $\rho$ , stosuje się wartości  $Z_a$  naogół kilkakrotnie mniejsze od  $\rho$  ( $Z_a \ll \rho$ ).

Wówczas można przyjąć, że prąd zmienny w obwodzie anodowym jest niezależny od częstotliwości, gdyż:

$$\hat{J}_z = \frac{K \hat{V}_s}{\rho + \hat{Z}_a} \cong S \hat{V}_s \cong \text{const}, \quad (120)$$

napięcie zewnętrzne zaś:

$$\hat{V}_z = -\hat{J}_z \hat{Z}_a = -S \hat{V}_s \hat{Z}_a, \quad (121)$$

i stosunek wzmocnienia:

$$\hat{k} = \frac{\hat{V}_z}{\hat{V}_s} = -S \hat{Z}_a, \quad (121 a)$$

są funkcją częstotliwości. Wobec tego, że najczęściej spotykane obciążenie pentody jest indukcyjne (indukcyjność głośnika, transformatora),

<sup>1)</sup> Patrz rys. 72.

więc zgodnie z równaniem (121 a) *wzmocnienie pentody rośnie ze wzrostem częstotliwości*. Wpływ częstotliwości na wzmocnienie jest bardzo duży, ze względu na to, że pentoda pracuje na początku charakterystyki wzmocnienia (rys. 45,  $Z_a \ll \rho$ ) na odcinku, gdzie krzywa szybko się wznosi.

W układach z lampą trójelektrodową tego niebezpieczeństwa nie ma, gdyż ze względu na  $Z_a \gg \rho$  wzmacniacz pracuje na górnej, płaskiej części charakterystyki (rys. 45).

Również i pod względem energetycznym warunek  $\hat{J}_z = \text{const}$  wychodzi na korzyść wyższych tonów. Jeżeli bowiem uwzględnić, że oporność skuteczna odbiornika (głośnika) rośnie (choć nie tak szybko jak  $Z_a$ ) ze wzrostem częstotliwości, to i moc skuteczna

$$P_a = \frac{J_{zm}^2 R_a}{2} = J_z^2 R_a,$$

też rośnie wraz ze zwiększeniem częstotliwości, czyli układ i pod względem energetycznym wzmacnia skuteczniej tony wyższe.

W triodzie natomiast, wobec tego, że  $Z_a \gg \rho$ , z podniesieniem tonu, a więc ze wzrostem  $Z_a$ , prąd  $\hat{J}_z$  maleje, a zatem i wzmocnienie energetyczne spada.

Warunki pracy pentody przy obciążeniu zespolonym można więc scharakteryzować w sposób następujący:

*w porównaniu z triodą moc dostarczana przez pentodę jest co prawda w pewnych granicach mniej zależna od częstotliwości, natomiast w znacznym stopniu zależna od częstotliwości jest wzmocnienie napięciowe, wskutek czego mogą powstać poważne zniekształcenia amplitudy.*

Aby uniknąć tego rodzaju zniekształceń, należy starannie przewidzieć największą możliwą oporność w obwodzie zewnętrznym i do niej dostosować największą amplitudę wzbudzenia. Wskazane jest również stosowanie w poprzednim stopniu wzmocnienia takiego układu, którego wzmocnienie malałoby ze wzrostem częstotliwości (korekcja częstotliwości).

## 22. Ogólna charakterystyka pentody.

Porównanie pentody jako wzmacniacza energetycznego z triodą, streścić można na podstawie dotychczasowych rozważań w sposób następujący:

- 1) *Zalety pentody w porównaniu z triodą:*
  - a) pentoda ma znacznie większą „dobroć” ze względu na duże  $K$ , wymaga więc znacznie mniejszego napięcia wzbudzenia,
  - b) pomimo dużego  $K$  można otrzymać znacznie większą moc wyjściową dzięki możliwości przesunięcia charakterystyk przy pomocy napięcia siatki osłonnej,
  - c) pentoda jako wzmacniacz typu  $A$  ma znacznie większą sprawność, niż trioda,

d) wzmocnienie energetyczne pentody rośnie nieco ze wzrostem częstotliwości, podczas, gdy wzmocnienie triody przy większych częstotliwościach maleje.

2) *Wadą* natomiast pentody jest większa zależność wzmocnienia napięciowego od oporności zewnętrznej w obwodzie anodowym i związane z tem zniekształcenie amplitudy. Gdy obciążenie  $Z_a$  jest funkcją częstotliwości, zniekształcenia również są od niej zależne.

### 25. Przykład obliczenia wzmacniacza z pentodą.

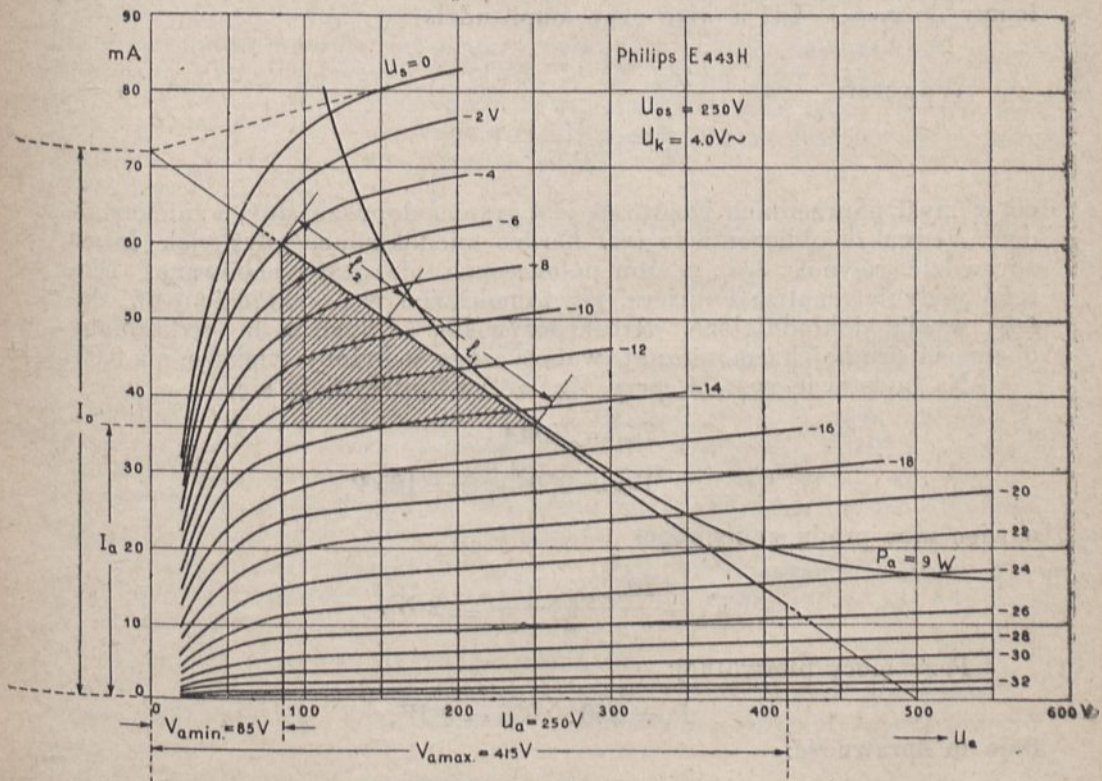
Przeliczyć warunki wzmocnienia pentody Philips *E 443 H* (żarzonej prądem zmiennym) o danych:

$U_a = 250 \text{ V}$ ,  $U_c = 250 \text{ V}$ ,  $I_a = 36 \text{ mA}$  przy  $U_s \cong -14 \text{ V}$ ,  $K = 130$ ,  
 $S_{\text{norm}} = 3 \text{ mA/V}$ , ( $S_{\text{max}} = 3,5 \text{ mA/V}$ ),  $\rho = 43.000 \Omega$ ,  $P_a = 9 \text{ W}$ .

Prąd siatki zaczyna płynąć przy  $U_s = -2 \text{ V}$ .

Najkorzystniejszy opór zewnętrzny, zgodnie z równaniem (116) wynosi:

$$R_{a \text{ opt}} = \frac{U_a}{I_a} = \frac{250}{36 \cdot 10^{-3}} = 7000 \Omega.$$



Rys. 75.

Odpowiadającą temu oporowi charakterystykę zewnętrzną kreśli się na zbiorze charakterystyk, rys. 75 łącząc punkt  $U_a = 500 V$  z punktem  $I_o = 72 mA$ . Wykres ten wyznacza ujemne napięcie siatki (zresztą indywidualne dla każdej lampy):

$$U_s = -14,6 V.$$

Łatwo sprawdzić na wykresie, że obrany punkt pracy jest najkorzystniejszy pod względem symetrii amplitud. Symetria ta jest zachowana włącznie do wartości amplitudy napięcia wzbudzającego:

$$V_{sm} = 12,6 V.$$

Jednakże przy tej amplitudzie stosunek  $\frac{l_2}{l_1}$  wynosi (jak łatwo sprawdzić z wykresu):

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{17}{27} = 0,63,$$

co przekracza granice tolerancji, daje bowiem  $\alpha = 0,075$ .

Granica ta natomiast nie będzie przekroczona przy wykorzystaniu lampy do  $v_s = -4 V$ , a więc przy amplitudzie:

$$V_{sm} = 14,6 - 4 = 10,6 V.$$

Wówczas:

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{17}{23,5} \cong 0,72,$$

co w myśl poprzednich rozważań jest granicą dopuszczalnych zniekształceń. Jednakże obliczenie to jest bardzo niedokładne, gdyż, jak łatwo sprawdzić, równość  $l_2/l_1$ , w obu półokresach nie jest zachowana. Dlatego jedynie analiza Fouriera, jak to pokazano w przykładzie § 16, dałaby wyniki dokładniejsze. Rzecz oczywista, że analiza ta wykazałaby obecność drugiej harmonicznej, wobec czego  $\alpha$  byłoby większe, niż 0,05.

Na podstawie rys. 75, przy  $V_{sm} = 10,6 V$  otrzymuje się:

$$J_{zm} = 24 mA,$$

$$V_{zm} = 250 - 85 = 165 V,$$

a więc moc prądu zmiennego:

$$P_2 = \frac{165 \cdot 24 \cdot 10^{-3}}{2} \cong 2 W.$$

Przy mocy pierwotnej:

$$P_1 = 250 \cdot 0,036 = 9 W,$$

daje to sprawność:

$$\eta = \frac{2}{9} \cong 0,22.$$



Przy amplitudzie wzbudzającej  $V_{sm} = 12,6 \text{ V}$ , moc prądu zmiennego wyniosłaby (patrz rys. 75):

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \frac{180 \cdot 26 \cdot 10^{-3}}{2} = 2,34 \text{ W},$$

przy sprawności

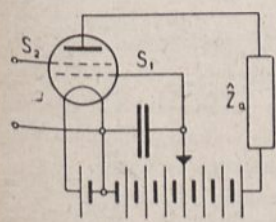
$$\eta = \frac{2,34}{9} = 0,26.$$

Według danych pomiarowych, przy amplitudzie wzbudzającej  $9 \cdot \sqrt{2} = 12,7 \text{ V}$  lampa tego typu na oporze zewnętrznym  $7000 \Omega$  wydzielą moc użyteczną  $2,8 \text{ W}$  przy współczynniku chrypienia  $0,05$ . Różnicę między obliczeniami, a danymi praktycznymi można wyjaśnić niezbyt dokładną metodą określenia zniekształceń.

## 24. Lampa z siatką przeciwladunkową.

Lampę dwusiatkową można użyć w schemacie zasadniczo odmiennym, niż w układzie z siatką osłonową. A mianowicie, jeżeli siatce  $S_1$ , położonej bliżej katody (siatka wewnętrzna), nadać stały potencjał dodatni względem katody, zaś drugą siatkę  $S_2$  (siatkę zewnętrzną) włączyć jako siatkę wejściową (rys. 76), to do układu tego można również zastosować równanie (107), z tą tylko różnicą, że napięcie działające odniesione jest do siatki zewnętrznej a więc:

$$I_c = C_1 \left( K_1 U_{s_1} + U_{s_2} + \frac{U_a}{K_2} \right)^{3/2}. \quad (122)$$



Rys. 76.

Wobec tego, że  $U_{s_1}$  przyjęto jako stałe, a jako siatkę wejściową obrano  $S_2$ , otrzymuje się układ o małym współczynniku amplifikacji ( $K_2^{-1}$ ), ale zato o znacznym przesunięciu charakterystyk w kierunku ujemnych napięć siatki. Lampy użyte w tym układzie, zwane lampami z siatką przeciwladunkową (Langmuir, 1913 r.), mają wprawdzie niewielkie współczynniki amplifikacji ( $K = 4 \div 5$ ), ale zaletą ich jest to, że mogą pracować bez prądu siatki już przy bardzo niskich napięciach anodowych (kilka do kilkunastu woltów).

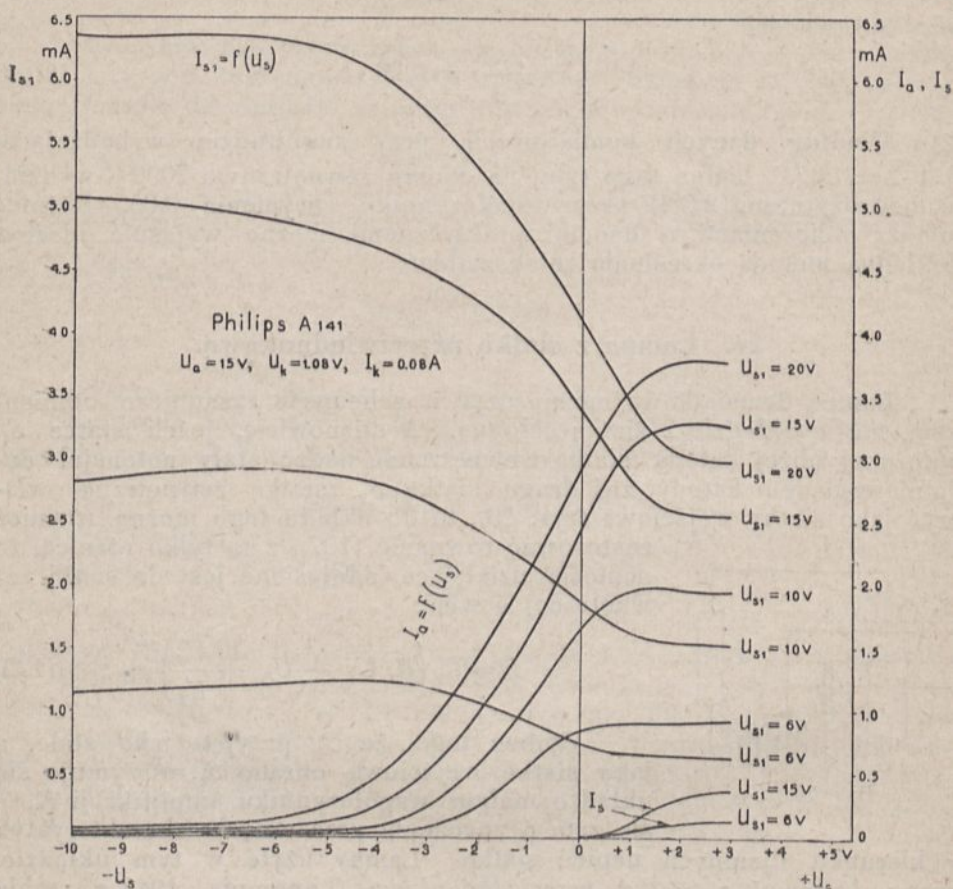
Zadaniem siatki przeciwladunkowej jest przyspieszanie elektronów ładunku przestrzennego w kierunku siatki wejściowej, która, ze względu na swój potencjał ujemny, hamuje je.

Wskutek tego, na pewnym promieniu między obiema siatkami, elektrony osiągają szybkość równą zeru, tworząc t. zw. *katodę pozorną*<sup>2)</sup> o znacznej średnicy, skąd dopiero są ponownie przyspieszane przez

1) Siatka  $S_2$  jest bardziej oddalona od katody.

2) Patrz A. Launberg. Zjawisko katody pozornej w lampach dwusiatkowych, P. R. IX. str. 59 ÷ 61. r. 1931.

anodę. Dzięki dużej średnicy katody pozornej lampa z siatką przeciwladunkową ma większe wzmocnienie prądowe  $S$  i mniejszą oporność dynamiczną  $\rho$ , niż lampa trójelektrodowa o tej samej wartości współczynnika amplifikacji.



Rys. 77.

Poważnymi wadami tego typu lamp są: znaczny prąd siatki przeciwladunkowej (większy naogół od prądu anodowego) oraz mała moc oddana, ze względu na małe napięcie anodowe.

Lampy z siatką przeciwladunkową stosuje się w odbiornikach przenośnych, gdy szczególnie zależy na zmniejszeniu ciężaru baterji anodowej. Należy jednak pamiętać, że baterja ta zużywa się szybciej, niż przy zastosowaniu triod.

Obliczanie układów lampy z siatką przeciwladunkową jest takie same, jak układów z triodą.

Na rys. 77 podane są charakterystyki typowej lampy z siatką prze-

ciwładunkową. Widać z nich, że nachylenie charakterystyki prądu siatki przeciwładunkowej:

$$S_{s_2} = \left( \frac{\partial I_{s_2}}{\partial U_{s_2}} \right)_{U_{s_1} = \text{const}} \quad (123)$$

ma na znacznej przestrzeni znak ujemny. Zjawisko to może być wykorzystane do wzbudzania drgań (oscylator Numans'a<sup>1)</sup>).

Charakterystyki lampy w układzie przeciwładunkowym są w znacznym stopniu zależne od żarzenia.

## 25. Charakterystyka zewnętrzna przy obciążeniu urojonem.

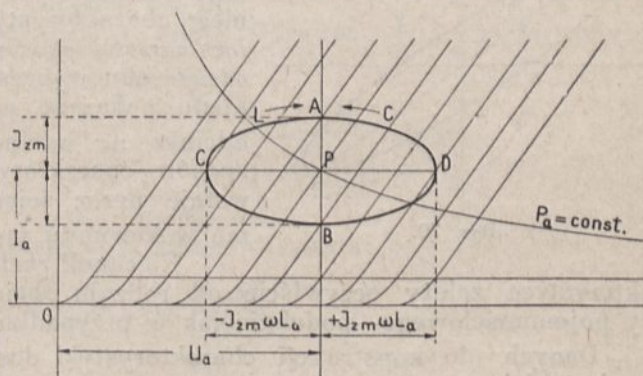
Przy obciążeniu urojonem napięcie zewnętrzne wynosi:

$$\hat{V}_z = \pm j \hat{J}_z X, \quad (124)$$

jest więc przesunięte w fazie o 90° względem składowej zmiennej prądu anodowego. W przypadku obciążenia indukcyjnego napięcie zewnętrzne<sup>2)</sup> jest równe ( $-j\omega L \hat{J}_z$ ) czyli spadek napięcia opóźnia się względem prądu o 90°.

Wpływ tego przesunięcia faz najlepiej ilustruje wykres w układzie charakterystyk  $I_a = f(U_a)$  (rys. 78). A mianowicie, z chwilą, gdy

prąd przechodzi przez zero, zdążając w kierunku dodatnim, występuje maksymalny spadek napięcia na indukcyjności, gdy zaś prąd osiągnął amplitudę, spadek napięcia przechodzi przez zero i t. d., tak, iż punkt pracy przebiega po elipsie i to w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara. Charakterystyka zewnętrzna lampy



Rys. 78.

obciążonej indukcyjnie, jest więc elipsą, której jedna oś jest pionowa i równa się podwójnej amplitudzie prądu anodowego, druga zaś oś jest pozioma i równa się podwójnej amplitudzie indukcyjnego spadku napięcia.

Nietrudno stwierdzić, że w przypadku obciążenia pojemnościowego charakterystyka zewnętrzna będzie taką samą elipsą, lecz o kierunku ruchu przeciwnym ruchowi wskazówek zegara.

<sup>1)</sup> Patrz rozdział V, § 13.

<sup>2)</sup> Patrz odnośniki na str. 70 i 73.

Rzecz oczywista, że przy obciążeniu urojonem lampa nie może oddać mocy rzeczywistej prądu zmiennego — anoda lampy jest więc obciążona pełną mocą doprowadzoną, niezależnie od tego, czy lampa jest wzbudzona, czy nie.

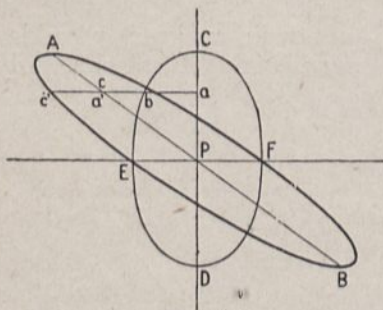
Należy również zwrócić uwagę na to, aby wszystkie punkty charakterystyki zewnętrznej leżały w obszarze prostolinijnych części charakterystyk i nie wykraczały poza ujemne wartości napięcia siatkowego. Przekroczenie tych warunków nastąpić może o wiele łatwiej, gdy punkt pracy przebiega po elipsie, niż gdy porusza się po prostej, wskutek czego obciążenie urojone bardziej sprzyja powstawaniu harmonicznym, niż obciążenie bezindukcyjne.

## 26. Obciążenie zespolone.

Gdy obciążenie lampy jest zespolone, a więc ma postać ogólną:

$$\hat{Z}_a = R_a + jX_a,$$

chwilowe wartości spadku napięcia są sumą spadku napięcia rzeczy-



Rys. 79.

wistego i urojonego. Pierwszy z nich można wyrazić przy pomocy prostej spadku napięcia  $A-B$ , drugi zaś — za pomocą elipsy  $CFDE$  (rys. 79). Wypadkowy przebieg charakterystyki otrzyma się, sumując wartości chwilowe napięć, którymi są odcinki obu wykresów, czyli, jak dla przykładu pokazano na rys. 79, dodając do odcinka  $\overline{Ac}$  odcinek  $\overline{a'c'} = \overline{ab}$ . W ten sposób charakterystyka zewnętrzna powstaje przez ścięcie elipsy  $CFDE$  poziomo w kierunku prostej  $\overline{AB}$ .

Kierunek ruchu punktu pracy po charakterystyce zależy oczywiście od rodzaju obciążenia — indukcyjnego czy pojemnościowego — podobnie jak w przypadku obciążenia urojonego.

Danych do konstrukcji charakterystyki dostarczają wzory § 5-go. A mianowicie:

1) amplitudę prądu anodowego można obliczyć na zasadzie równania (61):

$$\left| J_{zm} \right| = \left| \frac{K V_{sm}}{\sqrt{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}} \right|, \quad (125)$$

a stąd amplitudę spadku napięcia na części rzeczywistej oporu zewnętrznego:

$$\left| V_{rm} \right| = \left| J_{zm} R_z \right| = \left| \frac{K V_{sm} R_a}{\sqrt{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}} \right|. \quad (126)$$

Wielkości te pozwalają wyznaczyć prostą spadku napięcia.

2) Natomiast amplituda prądu anodowego i amplituda spadku napięcia urojonego:

$$|V_{xm}| = \left| \frac{K V_{sm} X_a}{\sqrt{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}} \right| \quad (127)$$

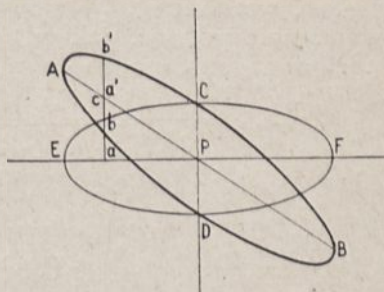
dają: pierwsza — oś pionową elipsy, druga — jej oś poziomą.

Rzędne maksymalne i minimalne obu charakterystyk — rzeczywistej i urojonej oczywiście są sobie równe, gdyż przez oba opory, połączone szeregowo, przepływa ten sam prąd  $J_z$ .

Gdy obciążenie urojone jest założone równoległe do obciążenia rzeczywistego lampy, to w odróżnieniu od przypadku poprzedniego, wartości chwilowe obu prądów sumują się i charakterystykę obciążenia lampy otrzymuje się, dodając rzędne prostej spadku napięcia i elipsy (rys. 80).

A więc przy równoległym załączeniu oporów kreśli się charakterystykę roboczą, ścinając elipsę w kierunku pionowym.

Charakterystyczną dla tego wykresu jest równość amplitud napięcia dla obu charakterystyk, rzeczywistej i urojonej. Obrawszy  $V_{sm}$ , znajduje się na podstawie równania (71) § 8:



Rys. 80.

$$|V_{zm}| = |k V_{sm}| = |V_{sm}| \cdot \frac{K}{\sqrt{\left(1 + \frac{\rho}{R}\right)^2 + \left(\frac{\rho}{X}\right)^2}} \quad (128)$$

Znając  $V_{zm}$ , oblicza się obie składowe prądu:

$$|J_{rm}| = \left| \frac{V_{zm}}{R} \right|, \quad (129)$$

$$|J_{xm}| = \left| \frac{V_{zm}}{X} \right|. \quad (130)$$

Stąd z amplitudy napięcia i prądu  $J_{rm}$  wyznacza się prostą spadku napięcia, zaś  $V_{zm}$  oraz  $J_{xm}$  dają poziomą i pionową oś elipsy. Tem samym zapomocą podanych trzech wzorów charakterystyka jest wyznaczona.

Elipsę, otrzymaną dla oporów szeregowych, wykreśla się w układzie charakterystyk lampy i sprawdza się, czy oś wielka elipsy odpowiada warunkom, podanym w § 15 dla triody, a w § 20 dla pentody. Gdy się okaże, że zniekształcenia przekraczają dopuszczalne normy, należy albo

dobrać punkt pracy i obciążenie zewnętrzne, albo też zmniejszyć amplitudę napięcia wzbudzenia.

Dla równoległego połączenia oporów warunek ten jest niezupełnie wystarczający, w tym bowiem układzie dolna część elipsy może wkroczyć częściowo w zakres silnie zakrzywionych części charakterystyk.

## 27. Przykłady wyznaczania charakterystyk dla obciążenia zespolonego.

a) Lampa *MC 2/250* z przykładu 1-ego § 16, o oporności dynamicznej  $\rho = 1700 \Omega$ , współczynniku amplifikacji  $K = 14,5 V/V^1$ , ma w szeregu z oporem omowym  $R_a = 11700 \Omega$  jeszcze opór indukcyjny  $X_a = 5000 \Omega$ . Znaleźć warunki pracy lampy.

Jeżeli przyjąć, jak w tamtym przykładzie,  $V_{sm} = 105 V$ , to amplitudę prądu anodowego da równanie (125):

$$J_{zm} = \frac{KV_{sm}}{\sqrt{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}} = \frac{14,5 \cdot 105}{\sqrt{(1700 + 11700)^2 + 5000^2}} =$$

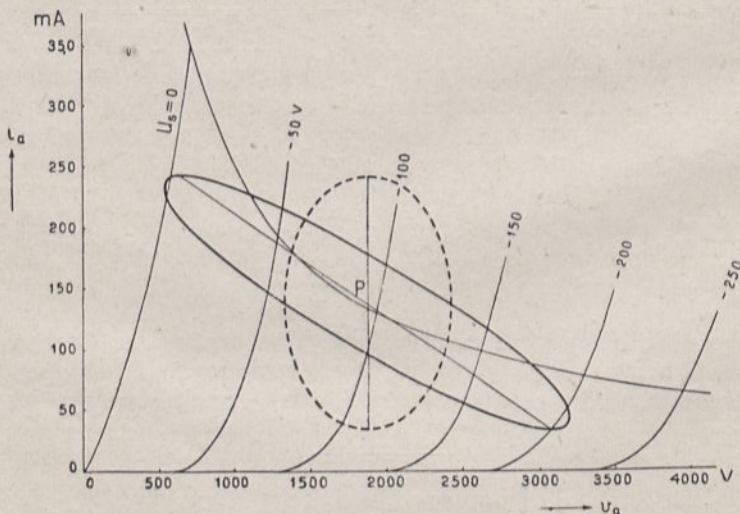
$$= \frac{1530}{14,3 \cdot 10^3} \cong 0,11 A = 110 mA,$$

a stąd amplitudy składowych spadków napięć:

$$V_{rm} = 11700 \cdot 0,11 \cong 1290 V,$$

$$V_{xm} = 5000 \cdot 0,11 = 550 V.$$

Aby wykreślić elipsę, wystarczy przepolować charakterystykę  $\overline{GH}$  z rys. 61; w wyznaczonym w ten sposób punkcie *P* wykreślić elipsę o półosiach poziomych 550 *V* i półosiach pionowych 110 *mA*, a następnie odcięte tej elipsy przesunąć w kierunku poziomym (rys. 81).



Rys. 81.

1) Zmierzonych z charakterystyk.

Wykres w ten sposób otrzymany będzie oczywiście o tyle niedokładny, że nie uwzględniono tu asymetrii wywołanej przez krzywoliniowość charakterystyk. Jednakże dla celów praktycznych dokładność jego jest wystarczająca.

b) Lampa z przykładu poprzedniego ma równolegle do  $R = 11700 \Omega$  załączony opór indukcyjny  $X = 50000 \Omega$ .

Przyjawszy znowu  $V_{sm} = 105 V$ , można obliczyć z równania (128):

$$V_{sm} = \frac{K V_{sm}}{\sqrt{\left(1 + \frac{\rho}{R}\right)^2 + \left(\frac{\rho}{X}\right)^2}} = \frac{14,5 \cdot 105}{\sqrt{\left(1 + \frac{1700}{11700}\right)^2 + \left(\frac{1700}{50000}\right)^2}} \cong 1325 V,$$

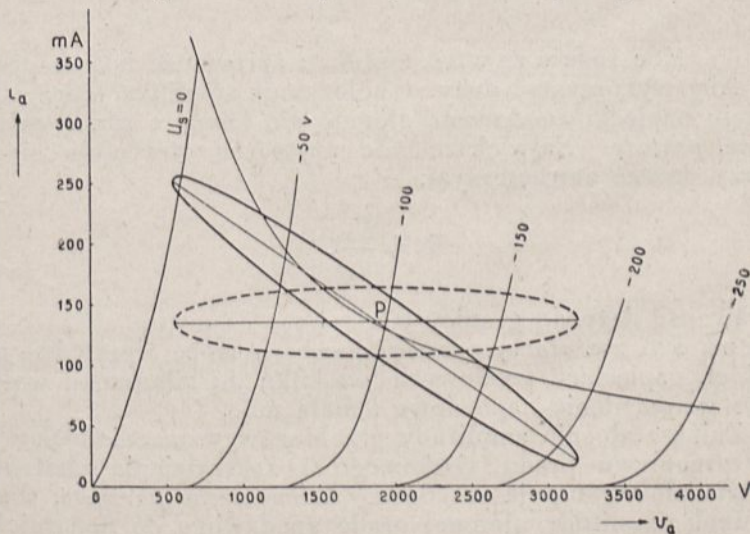
a stąd, zapomocą równań (129) i (130), otrzymuje się:

$$J_{rm} = \frac{1325}{11700} \cong 0,11 A = 110 mA,$$

$$J_{xm} = \frac{1325}{50000} = 0,0265 A = 26,5 mA.$$

Teraz, analogicznie jak w poprzednim przykładzie, połowi się odcinek  $\overline{GH}$  (rys. 61) i kreśli na nim elipsę o osi pionowej  $2 \cdot 26,5 mA$ , zaś o osi poziomej  $2 \cdot 1325 V$ , lecz, zamiast przesuwania odciętych w kierunku poziomym, przesuwają się rzędne w kierunku pionowym (rys. 82).

Z rys. 82 wynika, że w układzie równoległym istnieje obawa, że elipsa wejdzie zbyt głęboko w dolne zakrzywienia charakterystyk. Niebezpieczeństwo to jest tem większe, im mniejszy jest opór urojony w porównaniu z równoległe załączonym oporem rzeczywistym.



Rys. 82.

## 28. Streszczenie rozdziału III-go.

1. Napięcie zmienne  $v_s$ , działające w obwodzie siatki lampy (napięcie wzbudzające) można ująć matematycznie jako siłę elektromotoryczną  $Kv_s$ , działającą w obwodzie anodowym. Ta siła elektromotoryczna daje na oporze zewnętrznym  $Z_a$  napięcie użyteczne zmniejszone o spadek napięcia na oporności dynamicznej lampy. Napięcie użyteczne, a temsamem i *wzmocnienie napięciowe*, są więc tem większe, im większy jest opór zewnętrzny wobec oporu lampy.

2. Aby otrzymać w obwodzie zewnętrznym lampy nietylko duże napięcie, ale i dużą moc, a więc skuteczne *wzmocnienie energetyczne*, powinno dążyć się do należytego wzmocnienia zarówno napięciowego, jak i prądowego.

Maksimum wzmocnienia mocy nieskażonej można ujmować z trzech punktów widzenia.

- 1) Przy danej amplitudzie napięcia wzbudzającego otrzymuje się *względne maksimum mocy*, gdy:

$$R_a = \rho.$$

- 2) Przy danem napięciu anodowym  $U_a$  i nieograniczonej obciążalności anody otrzymuje się *bezwzględnie największą moc* gdy:

$$R_a = 2\rho.$$

Sprawność dąży wtedy do granicy 0,25.

- 3) Przy danej obciążalności anody i nieograniczonym napięciu anodowym moc maksymalną otrzymuje się przy:

$$R_a = \frac{4 U_a}{I_o}.$$

Moc rośnie ze wzrostem  $R_a$ , a sprawność dąży do granicy 0,5.

3. Aby wykorzystać duży współczynnik amplifikacji przy stosunkowo niskim napięciu anodowym, stosuje się *lampy z siatką osłonową* i ich ulepszenie, *pentodę*. Największą moc użyteczną otrzymuje się w pentodzie przy oporze zewnętrznym:

$$R_a = \frac{U_a}{I_a}.$$

Sprawność dąży do granicy 0,5.

Lampa z t. zw. *siatką przeciwladunkową* może wprawdzie pracować przy niskich napięciach anodowych (od kilku do kilkunastu woltów), ale daje małe wzmocnienie napięciowe i małą moc.

4. Zniekształcenia amplitudy przebiegów wzmacnianych występują skutkiem przepływu prądu siatkowego i zakrzywienia charakterystyk.

W triodzie występują zasadniczo *harmoniczne parzyste*, a miarą ich jest stosunek amplitudy ujemnej prądu anodowego do dodatniej.

W pentodzie dobór warunków jest znacznie trudniejszy, gdyż wy-



stępują harmoniczne zarówno parzyste, jak i nieparzyste. Harmoniczne parzyste można praktycznie pominąć, gdy początkowy punkt pracy posiada charakterystykę roboczą i gdy wartości prądu anodowego, odpowiadające  $V_{sm}/2$ , są sobie równe.

### BIBLIOGRAFJA DO ROZDZIAŁU III.

1. M. G. M a r k, Usilitieli nizkoj czastoty, Uczebnik dla wtuzow, Moskwa, Swiaźtichizdat 1934.
  2. H. J. R o u n d, Ekradyna i lampa ekranowana, tłum. J. Plebański, Warszawa 1928.
-

## ROZDZIAŁ IV.

### GENERATOR OBCOWZBUDNY.

Z teorii wzmacniacza typu *A* wynika, że sprawność jego jest niewielka i, naogół biorąc, leży znacznie poniżej 50%. Dlatego też stosowanie jego ograniczone jest do przypadków, w których niezbędne jest wierne odtwarzanie przebiegów wzmacnianych, bez względu na koszt urządzenia i jego eksploatacji. Do urządzeń takich należą np. stopnie wzmocnienia po detekcji w odbiornikach i wzmacniacze modulacyjne na stacjach nadawczych, których zadaniem jest wzmacnianie w szerokim widmie częstotliwości.

W urządzeniach zaś, których celem jest możliwie skuteczna zamiana energii prądu stałego na prąd zmienny o określonej częstotliwości, dopuszcza się przebiegi, wprowadzające wprawdzie znaczne zniekształcenia amplitudy, lecz zapewniające wzamian należyte wykorzystanie energii doprowadzanej. Przebiegi te polegają na ograniczeniu przepływu prądu przez lampę do pewnej części okresu prądu zmiennego i na wyfiltrowaniu, z tak zniekształconych impulsów, prądu o żądanej częstotliwości. Może nim być prąd o częstotliwości podstawowej lub też o częstotliwości drugiej lub trzeciej harmonicznej (lampowe powielacze częstotliwości).

Przedmiotem tego rozdziału jest rozpatrzenie powstających w ten sposób przebiegów prądu o postaci *odcinków sinusoid*<sup>1)</sup>.

Wzmacniacze o przebiegach *odciętych*, ze względu na wierność odtwarzania kształtów krzywej napięcia wzbudzającego, można podzielić na dwie zasadnicze grupy:

1) wzmacniacze typu *B*, gdy prąd anodowy płynie w ciągu całego dodatniego półokresu napięcia wzbudzającego;

2) wzmacniacze typu *C*, gdy przepływ prądu jest ograniczony do czasu mniejszego od półokresu.

Wzmacniacze typu *B* odtwarzają wiernie przebieg obwiedni zmiennych amplitud napięcia wzbudzającego, dzięki czemu nadają się do wzmacniania modulowanych prądów szybkodziennych.

<sup>1)</sup> Poraz pierwszy zagadnienia te były rozwiązane w pracach:

D. C. Prince, Vacuum Tubes as Power Oscillators, Pr. I. R. E. XI, str. 275÷313, 405÷435, 527÷550, r. 1923.

Blanchard, Etablissement des avant-projets d'émetteurs à triodes, O. E. III 1924 r. str. 337÷346.

R. Maillot, Etude analytique de l'émission et de la modulation par lampes triodes, O. E. IV. str. 506 ÷ 535 r. 1925.

Wzmacniacze typu *C* stosuje się zasadniczo do wzmocnienia prądów wielkiej częstotliwości. Dalsze więc rozważania będą się odnosiły do wzmacniaczy mocy dla wielkiej częstotliwości w układzie rezonansowym.

### 1. Granica sprawności wzmacniacza typu A.

Zgodnie z określeniem, podanem w rozdziale III, § 11, moc stracona w anodzie lampy równa się w każdej chwili iloczynowi napięcia  $v_a$  między anodą i katodą i prądu  $i_a$ , przepływającego przez lampę. Odniesiona do jednego okresu wyraża się ona całką:

$$P_a = \frac{1}{T} \int_0^T v_a i_a dt. \quad (131)$$

Przy obciążeniu zespolonem (rys. 83):

$$\begin{aligned} v_a &= U_a - V_{zm} \sin(\omega t + \varphi), \\ i_a &= I_a + J_{zm} \sin \omega t, \end{aligned}$$

a więc całka (131) przyjmie postać:

$$P_a = \frac{1}{T} \int_0^T [(U_a - V_{zm} \sin(\omega t + \varphi)) \cdot (I_a + J_{zm} \sin \omega t)] dt,$$

co, po wykonaniu całkowania, daje<sup>1)</sup>:

$$P_a = U_a I_a - \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} \cos \varphi = P_1 - P_2. \quad (132)$$

<sup>1)</sup> Przeliczenie:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{T} \int_0^T [(U_a - V_{zm} \sin(\omega t + \varphi)) \cdot (I_a + J_{zm} \sin \omega t)] dt = \\ &= U_a I_a - \frac{1}{T} \left[ \int_0^T V_{zm} I_a \sin(\omega t + \varphi) dt - \int_0^T U_a J_{zm} \sin \omega t dt + \right. \\ & \quad \left. + J_{zm} V_{zm} \int_0^T \sin \omega t \sin(\omega t + \varphi) dt \right]. \end{aligned}$$

Pierwszy z tych wyrazów jest wielkością stałą, drugi i trzeci dają w wyznaczonych granicach zero. Wyraz czwarty przekształca się, podstawiając:

co daje:  $\sin(\omega t + \varphi) = \sin \omega t \cos \varphi + \cos \omega t \sin \varphi,$

$$+ \frac{V_{zm} J_{zm} \cos \varphi}{T} \int_0^T \sin^2 \omega t dt + \frac{V_{zm} J_{zm} \sin \varphi}{T} \int_0^T \sin \omega t \cos \omega t dt.$$

Druga z tych całek jest w oznaczonych granicach równa zero, pierwsza zaś daje jako wynik:

$$- \frac{V_{zm} J_{zm} \cos \varphi}{2}.$$

Moc stracona na anodzie lampy jest więc różnicą mocy  $P_1$  doprowadzonej do lampy i mocy  $P_2$  oddanej do obwodu zewnętrznego pod postacią prądu zmiennego, a sprawność układu lampowego jako przetwornicy prądu stałego na zmienny jest wyrażona zależnością:

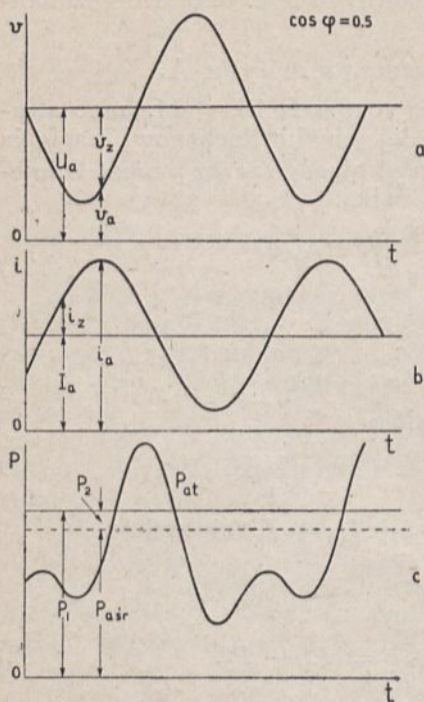
$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{V_{zm} J_{zm} \cos \varphi}{2 U_a I_a} \quad (133)$$

We wzmacniaczu typu A, zgodnie z tem co powiedziano w rozdziale III § 11, moc doprowadzona jest stała, niezależnie od obciążenia lampy, a więc straty na anodzie są największe w spoczynku i równają się mocy doprowadzonej:

$$P_a = P_1 = U_a I_a \quad (134)$$

Na rys. 83c jest wykreślony przebieg wartości chwilowych strat na anodzie przy  $\cos \varphi = 0,5$ , zaś na rys. 52c, str. 85 — przy obciążeniu bezindukcyjnym.

Zarówno równanie (133), jak i rys. 83 wskazują, że moc użyteczna jest tem większa, a więc straty w lampie są tem mniejsze, im większe są amplitudy napięcia i prądu



Rys. 83.

zmiennego. Celem zwiększenia sprawności należy więc dążyć do tego, aby jaknajbardziej zwiększyć  $V_{zm}$  i  $J_{zm}$ .

Nie zwracając uwagi na dolne zakrzywienia charakterystyk, możnaby dopuścić maksymalną amplitudę prądu anodowego

$$|J_{zm \max}| = I_a,$$

dzięki czemu w chwili ujemnej amplitudy napięcia anodowego byłoby  $i_a = 0$ , a temsamem chwilowa wartość mocy straconej w anodzie,  $P_{at}$  równa się zero, jak to widać z wykresu c rys. 52 w § 11 poprzedniego rozdziału.

Natomiast wartość  $V_{zm}$  zawsze będzie mniejsza od  $U_a$ , jak wykażą następujące rozważania.

We wzmacniaczu typu A, celem uniknięcia zniekształceń nie przekracza się wartości zerowej napięcia siatkowego, a temsamem ogranicza się amplitudę napięcia anodowego w sposób pokazany w rozdziale III, w przykładach § 16-go.

Dopuszczając obecność prądu siatkowego, możnaby osiągnąć amplitudę  $V_{zm}$  większą, jednakże i w tym przypadku nigdy nie można dojść

do wartości  $V_{zm} = U_a$ , gdyż wówczas prąd anodowy powinienby osiągnąć wartość maksymalną przy różnicy potencjałów między anodą a katodą równej zeru. Przeczy to oczywiście logice, gdyż przy napięciu anodowym równym zeru ( $v_{a \min} = 0$ ) prąd anodowy w triodzie także jest równy zeru, zaś nadmierne zwiększenie napięcia siatki powoduje jedynie nadmierny wzrost prądu siatkowego, co grozi uszkodzeniem lampy.

Stąd więc wynika, że amplituda napięcia zmiennego, działającego w obwodzie anodowym, zawsze musi być mniejsza od napięcia zasilającego anodę, co można wyrazić równością:

$$V_{zm} = \xi U_a,$$

gdzie

$$\xi = \frac{V_{zm}}{U_a} < 1. \quad (135)$$

jest współczynnikiem wykorzystania napięcia anodowego.

Dochodzi się w ten sposób do granicznej wartości  $\eta$ , którą można osiągnąć we wzmacniaczu typu A, nawet kosztem zniekształceń:

$$\eta_{\max} = \frac{\xi U_a I_a}{2 U_a I_a} = 0,5 \xi < 0,5. \quad (136)$$

## 2. Dopuszczalne wykorzystanie napięcia anodowego.

Najmniejsza wartość chwilowa napięcia anodowego,  $v_{a \min}$ , nie może co prawda, jak to wynika z poprzednich rozważań, dojść do zera, może jednak osiągnąć wartość, niższą od najwyższego napięcia siatkowego  $(+v_s)_{\max}$ . Wobec tego, że przy obciążeniu bezindukcyjnym wzmacniacza oba te napięcia są przesunięte w fazie o  $180^\circ$ , maksymalne napięcie siatkowe występuje równocześnie z minimalnym napięciem anodowym, czego wynikiem jest przepływ wówczas dużego prądu siatkowego. Ta właśnie duża wartość prądu siatkowego jest czynnikiem ograniczającym wykorzystanie napięcia anodowego w generatorze.

Według Barkhausena można rozróżnić trzy stany pracy generatora w zależności od wzajemnego stosunku  $v_{a \min}$  i  $v_{s \max}$ . A mianowicie rozróżnia się:

- 1) wzbudzenie słabe, gdy  $(+v_s)_{\max} < v_{a \min}$ ,
- 2) wzbudzenie krytyczne, gdy  $(+v_s)_{\max} = v_{a \min}$ ,
- 3) wzbudzenie silne (przewzbudzenie), gdy  $(+v_s)_{\max} > v_{a \min}$ .

Wzbudzenie słabe charakteryzuje się tem, że wierzchołek krzywej prądu anodowego jest prawie sinusoidalny, podczas gdy przy wzbudzeniu silnym występuje znaczne spłaszczenie, a nawet wgłębienie wierzchołka krzywej prądu anodowego, wywołane wpływem prądu siatkowego (rys. 101 a i b).

Ogólnie można te stany pracy wyrazić równaniem:

$$\left| \frac{v_{a \min}}{(+v_s)_{\max}} \right| = n, \text{ gdzie } n \leq 1, \quad (137)$$

zależnie od tego, czy wzbudzenie jest słabe, krytyczne, czy silne. Stosunek  $n$  można nazwać *współczynnikiem wzbudzenia*.

Normalne typy lamp nadawczych przewidziane są dla wzbudzenia słabego, przyczem  $n$  zawarte jest przeważnie w granicach 2 ÷ 3 (dla lamp z dużym prądem siatki dochodzi do 4), co odpowiada średniej wartości prądu siatki:

$$I_s = (0,1 \div 0,15) I_a. \quad (138)$$

Przeliczenia generatora będą dokonywane na podstawie zastępczych charakterystyk prostoliniyjnych, wyrażonych równaniem (40) a mianowicie<sup>1)</sup>,

$$i_a = S \left( v_s' - U_{so} + \frac{v_a}{K} \right) = S \left( v_s' + \frac{v_a - U_{ao}}{K} \right), \quad (139)$$

w którym  $v_s' = V_{sm} \sin \omega t - U_s$  jest chwilowym napięciem, występującym między siatką i katodą, a  $v_a$  chwilowym napięciem anodowym.

Przyjmując taką charakterystykę, popełnia się w obliczeniach pewne błędy, które będą omówione w dalszych paragrafach.

Wartości obliczone w ten sposób są jedynie orientacyjne i pozwalają konstruktorowi uniknąć poważniejszych błędów, niebezpiecznych dla urządzenia, jednakże ostateczny dobór warunków, zapewniających najkorzystniejszą pracę układu, można ustalić tylko drogą doświadczalną.

Opierając się na równaniu (139), obliczyć można wartość  $v_s = (+v_s)_{\max}$ , niezbędną dla osiągnięcia żądanej wartości maksymalnej prądu anodowego  $i_a = J_{am}$  (patrz rys. 84) przy bezindukcyjnym obciążeniu lampy:

$$(+v_s)_{\max} = \frac{J_{am}}{S} + U_{so} - \frac{v_a \min}{K} = \frac{J_{am}}{S} - \frac{v_a \min - U_{ao}}{K}, \quad (a)$$

skąd, po podstawieniu:

$$v_a \min = U_a - V_{zm} = U_a (1 - \xi), \quad (140)$$

otrzymuje się wyrażenie:

$$(+v_s)_{\max} = \frac{J_{am}}{S} + U_{so} - \frac{U_a}{K} (1 - \xi) = \frac{J_{am}}{S} - \frac{U_a (1 - \xi) - U_{ao}}{K}. \quad (141)$$

Z drugiej strony wartość  $(+v_s)_{\max}$  można wyrażać zapomocą równania (137):

$$(+v_s)_{\max} = \frac{v_a \min}{n} = \frac{U_a}{n} (1 - \xi). \quad (141 a)$$

Przez porównanie wyrażeń (141) i (141 a) otrzymuje się współczynnik wykorzystania napięcia anodowego:

$$\xi = 1 - \frac{1}{U_a} \left( \frac{J_{am}}{S} + U_{so} \right) \frac{nK}{n+K} = 1 - \frac{1}{U_a} \left( \frac{J_{am}}{S} + \frac{U_{ao}}{K} \right) \frac{nK}{n+K}. \quad (142)$$

<sup>1)</sup> Patrz rozdział II, § 7.

Przy dużym współczynniku amplifikacji, co się sprawdza dla większości lamp nadawczych, można w pierwszym przybliżeniu pominąć w mianowniku  $n$  wobec  $K$ , dzięki czemu otrzymuje się:

$$\xi = 1 - \frac{n}{U_a} \left( \frac{J_{am}}{S} + U_{so} \right) = 1 - \frac{n}{U_a} \left( \frac{J_{am}}{S} + \frac{U_{ao}}{K} \right). \quad (142 a)$$

Wreszcie, o ile  $U_{so} \ll \frac{J_{am}}{S}$ , to współczynnik wykorzystania napięcia anodowego sprowadza się do prostej postaci:

$$\xi = 1 - \frac{n J_{am}}{U_a S}. \quad (142 b)$$

Dokładność dostateczną dla celów praktycznych daje wzór (142 a). Wielkości  $S$  i  $U_{so}$ , wchodzące do tego wzoru, otrzymuje się z rys. 84, kreśląc styczną do charakterystyki, odpowiadającej najniższemu napięciu anodowemu (przeważnie jest to napięcie, zalecone przez wytwórnictwo jako  $v_{a \min}$ ). Odległość od początku układu do punktu przecięcia tej stycznej z osią odciętych jest wówczas w przybliżeniu równa  $U_{so}$ .

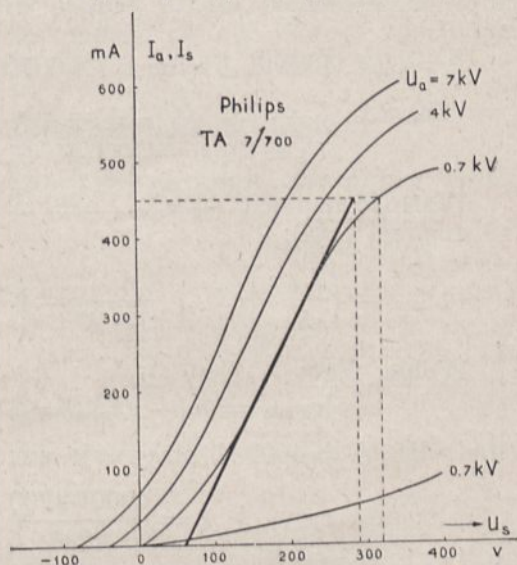
Jak wynika z podanych wyżej równań, maksymalny współczynnik wykorzystania napięcia anodowego jest tem większy, im większe jest nachylenie  $S$  i im wyższe jest napięcie anodowe  $U_a$ . Poza tem można go zwiększyć, dopuszczając mniejszy współczynnik wzbudzenia  $n$ , a temsamem większy prąd siatkowy w generatorze.

Niewykorzystane napięcie anodowe,  $v_{a \min}$ , łatwo obliczyć z równań (140) i (142):

$$v_{a \min} = U_a (1 - \xi) = \left( \frac{J_{am}}{S} + U_{so} \right) \frac{n K}{n + K} = \left( \frac{J_{am}}{S} + \frac{U_{ao}}{K} \right) \frac{n K}{n + K}. \quad (143)$$

lub, w przybliżeniu, stosując równanie (142 a):

$$v_{a \min} \cong n \left( \frac{J_{am}}{S} + U_{so} \right) = n \left( \frac{J_{am}}{S} + \frac{U_{ao}}{K} \right). \quad (143 a)$$



Rys. 84.

Maksymalną wartość dodatnią napięcia siatki obliczyć można podstawiając do równania (141 a) wartość  $v_{a \min}$  z równania (143):

$$(+v_s)_{\max} = \frac{v_{a \min}}{n} = \left( \frac{J_{am}}{S} + U_{so} \right) \frac{K}{n + K} = \left( \frac{J_{am}}{S} + \frac{U_{ao}}{K} \right) \frac{K}{n + K}, \quad (144)$$

lub, w przybliżeniu, przy zastosowaniu wzoru (143 a):

$$(+v_s)_{\max} \cong \frac{J_{am}}{S} + U_{so} = \frac{J_{am}}{S} + \frac{U_{ao}}{K}. \quad (144 a)$$

Z równań (143) i (143 a) widać, że minimalne napięcie anodowe jest niezależne od napięcia zasilającego. Stąd wniosek, że *sprawność jest tem większa, im wyższe stosuje się napięcie anodowe dla danego typu lampy.*

Jako orientacyjne granice dla  $\xi$ , można przyjąć wartość od 0,75 (lampy małej mocy) do 0,9 (lampy większej mocy o dużym  $S$  i wysokim  $U_a$ ).

*Przykład:* Lampa Philipsa TA 7/700 ma dane:

$$I_{ns} = 450 \text{ mA}, \quad K = 75, \quad S (S_{\max}) = 2 \text{ mA/V}, \quad P_a = 400 \text{ W}, \quad P_{a \text{ pr}} = 500 \text{ W}, \\ U_a = 4000 + 7000 \text{ V}, \quad U_{so} = 60 \text{ V (rys. 84)}.$$

Wartość napięcia  $(+v_s)_{\max}$  przy założeniu  $n = 2,5$  wynosi zgodnie z równaniem (144):

$$(+v_s)_{\max} = \left( \frac{J_{am}}{S} + U_{so} \right) \frac{K}{n + K} = \left( \frac{450}{2} + 60 \right) \frac{75}{2,5 + 75} \cong 275 \text{ V}.$$

Wobec tego:

$$v_{a \min} = n (+v_s)_{\max} = 2,5 \cdot 275 \cong 700 \text{ V},$$

a stąd, dla  $U_a = 4000 \text{ V}$ , otrzymuje się:

$$\xi = \frac{4000 - 700}{4000} \cong 0,82,$$

a dla  $U_a = 7000 \text{ V}$ :

$$\xi = \frac{7000 - 700}{7000} = 0,9.$$

Wzory (143) i (143 a) dają jedynie orientacyjną wartość wykorzystania napięcia anodowego, o ile przebieg charakterystyk jest spłaszczony przy niskich napięciach anodowych i wysokich napięciach siatkowych. Dokładniej określić można  $\xi$  na podstawie danych doświadczalnych. Dlatego też w nowoczesnych katalogach lamp nadawczych podane jest  $v_{a \min}$  i jego charakterystyka, z których to danych bezpośrednio można obliczyć  $\xi$  i wartość  $(+v_s)_{\max}$ , niezbędną dla osiągnięcia żądanej maksymalnej wartości prądu anodowego.

Zaznaczyć przytem należy, że podana w katalogach wartość prądu



nasylenia nie jest (a przynajmniej nie powinna być) wartością maksymalną prądu emisyjnego katody ze wzoru Richardsona, lecz największą wartością prądu anodowego przy napięciu  $U_a = v_{a \min}$ .

W danym przykładzie firma podaje  $v_{a \min} = 700 \text{ V}$ , co zupełnie odpowiada wartości obliczonej.

Dodatnie napięcie siatki, niezbędne dla osiągnięcia  $I_a = 0,45 \text{ A}$ , można znaleźć z charakterystyki jako równe:

$$(+v_s)_{\max} = 320 \text{ V},$$

a więc nieco większe od  $(+v_s)_{\max}$  obliczonego przy pomocy wzoru (144). Jak widać z rys. 84, jest to następstwem spłaszczenia charakterystyki. Z tego powodu wartość  $n$  jest w rzeczywistości nieco mniejsza od przyjętej, a mianowicie:

$$n = \frac{700}{320} \cong 2,2.$$

Gdyby lampa nie pracowała w pobliżu prądu nasylenia, obliczenie byłoby dostatecznie dokładne, a więc podana metoda okazuje się bardzo pomocna, gdy brak danych fabrycznych co do  $v_{a \min}$  i  $(+v_s)_{\max}$ .

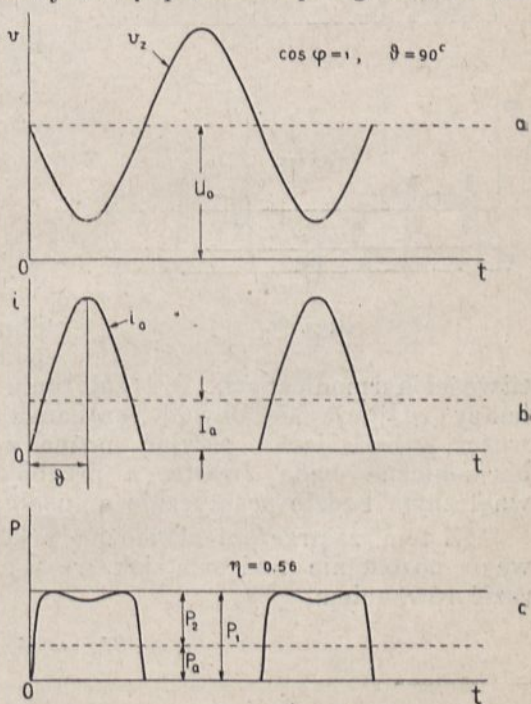
### 3. Wzmacniacz pracujący odcinkami sinusoid.

Jak wynika z rozważań, zawartych w poprzednim paragrafie, zwiększenie amplitudy napięcia anodowego, a więc zwiększenie tą drogą sprawności wzmacniacza, jest ograniczone.

Straty na anodzie lampy można natomiast wydatnie zmniejszyć a temsamem zwiększyć sprawność, nadając siatce takie ujemne napięcie początkowe, aby prąd anodowy w ciągu każdego okresu napięcia wzbudzającego przez krótszy lub dłuższy czas był równy zero, a więc, aby płynął tylko w ciągu części okresu (podwójnego kąta ładowania  $\vartheta$  rys. 85 i 86).

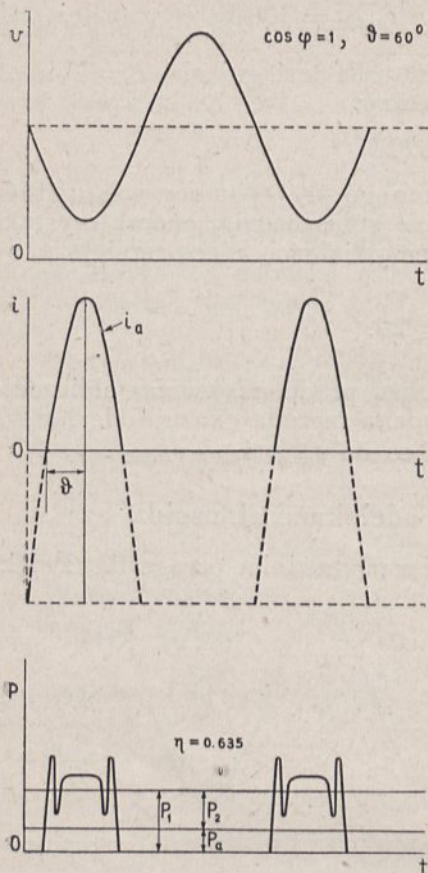
Wówczas, ściśle biorąc, nie mamy już do czynienia z prawidłowym wzmacnieniem, lecz z *detekcją* napięcia wzbudzającego, albowiem gdy napięcie początkowe siatki jest takie, aby kąt ładowania był:

$$\vartheta \leq \frac{\pi}{2},$$



Rys. 85.

prąd anodowy w spoczynku będzie równy zero, zaś pod wpływem wzbudzenia powstanie prąd  $I_a$ , równy średniej wartości impulsów prądu jednokierunkowego. Ten sposób pracy lampy jest podstawą działania t. zw. *detekcji anodowej na dolnym zakrzywieniu charakterystyki*.



Rys. 86.

Przy takim przebiegu prądu straty mocy na anodzie występować mogą jedynie w ciągu podwójnego kąta ładowania, w pozostałej zaś części okresu stale są równe zero, jak to widać na rys. 85 i 86. Ponadto, straty te występują w czasie, gdy napięcie anodowe jest stosunkowo niskie, więc i chwilowe ich wartości są niewielkie. Łatwo przekonać się, że już nieznaczne zmniejszenie  $\vartheta$  wydatnie wpływa na poprawę sprawności, ograniczając straty do odcinka odpowiadającego minimalnemu napięciu anodowemu.

Dla analitycznego rozpatrzenia przebiegów we wzmacniaczu pracującym odcinkami sinusoidy, musimy oprzeć się na równaniu prądu. Przebieg ten, jak widać z rys. 86, wyrazić można równaniem, identycznym z równaniem prądu prostowanego<sup>1)</sup>:

$$i_a = \frac{J_{am}}{1 - \cos \vartheta} (\sin x - \cos \vartheta),$$

w którym przez  $x$  oznaczono  $\omega t$ .

Taki przebieg prądu zawiera, obok sinusoidy o częstotliwości podstawowej, jeszcze szereg częstotliwości harmonicznych.

Przy założeniu jednak, że w *obwodzie anodowym* lampy znajduje się obwód rezonansu prądów, dostrojony do częstotliwości wzbudzającej, przyjąć można z dostatecznym przybliżeniem, że harmoniczne będą zwarte, a przebieg spadku napięcia na oporze zewnętrznym będzie praktycznie sinusoidalny.

Z tym zastrzeżeniem można przyjąć, że przebieg napięcia anodowego pozostanie taki sam, jak we wzmacniaczu typu A i da się wyrazić równaniem

$$v_a = U_a - V_{zm} \sin \omega t,$$

<sup>1)</sup> Jest ono wyprowadzone w tomie I. str. 151 jako równanie (156).

czyli, zgodnie z poprzednim oznaczeniem:

$$v_a = U_a (1 - \xi \sin x). \quad (146)$$

Wobec tego moc straconą na anodzie da całka <sup>1)</sup>:

$$P_a = \frac{1}{2\pi} \int_{\frac{\pi}{2} - \vartheta}^{\frac{\pi}{2} + \vartheta} v_a i_a dx = \frac{U_a J_{am}}{2\pi(1 - \cos \vartheta)} \int_{\frac{\pi}{2} - \vartheta}^{\frac{\pi}{2} + \vartheta} (\sin x - \cos \vartheta) (1 - \xi \sin x) dx.$$

Po odpowiednich przekształceniach i wykonaniu całkowania w oznaczonych granicach <sup>2)</sup> straty w lampie wyrażą się w postaci:

1) Podobnie jak w tomie I, rozdział IV, stosuje się tu miarę łukową.

2) Po wymnożeniu otrzymuje się:

$$\begin{aligned} (\sin x - \cos \vartheta) (1 - \xi \sin x) &= \sin x - \cos \vartheta - \xi \sin^2 x + \xi \cos \vartheta \sin x = \\ &= (1 + \xi \cos \vartheta) \sin x - \xi \sin^2 x - \cos \vartheta. \end{aligned}$$

Całka otrzyma więc postać:

$$\frac{U_a J_{am}}{2\pi(1 - \cos \vartheta)} \left\{ (1 + \xi \cos \vartheta) \int_{\frac{\pi}{2} - \vartheta}^{\frac{\pi}{2} + \vartheta} \sin x dx - \xi \int_{\frac{\pi}{2} - \vartheta}^{\frac{\pi}{2} + \vartheta} \sin^2 x dx - \cos \vartheta \int_{\frac{\pi}{2} - \vartheta}^{\frac{\pi}{2} + \vartheta} dx \right\}.$$

Wartości kolejnych całek są następujące:

$$\text{I. } (1 + \xi \cos \vartheta) \int_{\frac{\pi}{2} - \vartheta}^{\frac{\pi}{2} + \vartheta} \sin x dx = - (1 + \xi \cos \vartheta) \left[ \cos x \right]_{\frac{\pi}{2} - \vartheta}^{\frac{\pi}{2} + \vartheta} = 2 \sin \vartheta + 2 \xi \sin \vartheta \cos \vartheta,$$

$$\begin{aligned} \text{II. } \xi \int_{\frac{\pi}{2} - \vartheta}^{\frac{\pi}{2} + \vartheta} \sin^2 x dx &= \xi \left[ \frac{1}{2} x - \frac{1}{4} \sin 2x \right]_{\frac{\pi}{2} - \vartheta}^{\frac{\pi}{2} + \vartheta} = \xi \left( \vartheta + \frac{1}{2} \sin 2\vartheta \right) = \\ &= \xi \vartheta + \xi \sin \vartheta \cos \vartheta. \end{aligned}$$

$$\text{III. } \cos \vartheta \int_{\frac{\pi}{2} - \vartheta}^{\frac{\pi}{2} + \vartheta} dx = 2 \vartheta \cos \vartheta.$$

Stąd otrzymuje się sumę algebraiczną:

$$\begin{aligned} 2 \sin \vartheta + 2 \xi \sin \vartheta \cos \vartheta - \xi \vartheta - \xi \sin \vartheta \cos \vartheta - 2 \vartheta \cos \vartheta = \\ = [2 (\sin \vartheta - \vartheta \cos \vartheta) - \xi (\vartheta - \sin \vartheta \cos \vartheta)]. \end{aligned}$$

$$P_a = \frac{U_a J_{am}}{\pi} \cdot \frac{\sin \vartheta - \vartheta \cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} - \frac{\xi U_a J_{am}}{2\pi} \cdot \frac{\vartheta - \sin \vartheta \cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta}. \quad (147)$$

Pierwszy z wyrazów prawej strony równania (147) daje doprowadzoną moc prądu stałego  $P_1$ , drugi zaś oddaną moc prądu zmiennego. Można więc napisać analogicznie do równania (132):

$$P_a = U_a I_a - \frac{V_{zm} J_{zm}}{2},$$

z czego wynika:

$$I_a = J_{am} \frac{\sin \vartheta - \vartheta \cos \vartheta}{\pi(1 - \cos \vartheta)} = \alpha_0 J_{am}, \quad (148)$$

$$V_{zm} = \xi U_a, \quad (149)$$

$$J_{zm} = J_{am} \frac{\vartheta - \sin \vartheta \cos \vartheta}{\pi(1 - \cos \vartheta)} = \alpha_1 J_{am}, \quad (150)$$

$$P_1 = \frac{U_a J_{am}}{\pi} \frac{\sin \vartheta - \vartheta \cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta}, \quad (151)$$

$$P_2 = \frac{\xi}{2\pi} U_a J_{am} \frac{\vartheta - \sin \vartheta \cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta}. \quad (152)$$

Pierwsze i trzecie z tych równań znalezioneby również, obliczając składową stałą i amplitudę częstotliwości podstawowej z krzywej prądu anodowego metodą Fouriera<sup>1)</sup>. Równanie (148) jest zresztą identyczne z równaniem (I. 157). Podobnie więc i tu w granicach od  $\vartheta = 0$  do  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$  można w przybliżeniu napisać<sup>2)</sup>:

$$I_a \cong 0,21 J_{am} \vartheta. \quad (148 a)$$

W przypadku szczególnym dla pracy według typu B, gdy  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ , równania powyższe upraszczają się do postaci:

$$I_a = \frac{J_{am}}{\pi}, \quad \alpha_0 = \frac{1}{\pi}, \quad (148 b)$$

$$J_{zm} = \frac{J_{am}}{2}, \quad \alpha_1 = \frac{1}{2}, \quad (150 a)$$

<sup>1)</sup> Szczególny przypadek tej krzywej ( $\vartheta = \pi/2$ ) zanalizowano w Tomie I. str. 433. Analiza dla przypadku ogólnego jest przeprowadzona w § 11.

<sup>2)</sup> Patrz tom I, str. 151, wzór (157 a).

$$P_1 = \frac{U_a J_{am}}{\pi}, \quad (151 a)$$

$$P_2 = \frac{\xi U_a J_{am}}{4}, \quad (152 a)$$

$$P_a = U_a J_{am} \left( \frac{1}{\pi} - \frac{\xi}{4} \right), \quad (147 a)$$

Krzywe na  $\alpha_0$  i  $\alpha_1$  są podane na rys. 87.

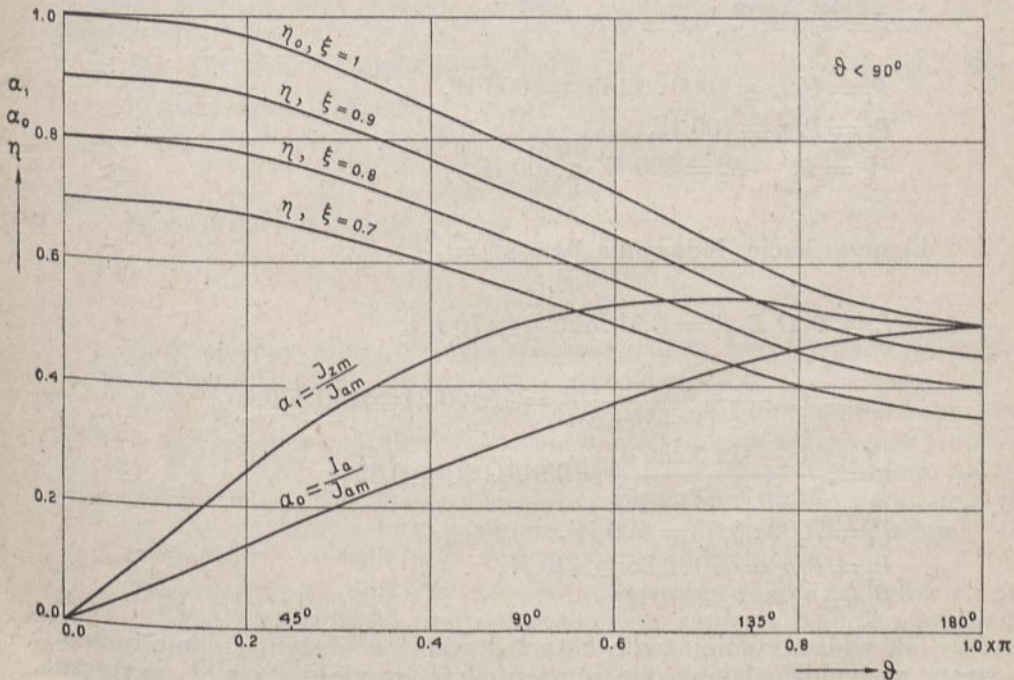
Opierając się na równaniach (151) i (152), łatwo obliczyć sprawność generatora lampowego jako:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{\xi}{2} \cdot \frac{\vartheta - \sin \vartheta \cos \vartheta}{\sin \vartheta - \vartheta \cos \vartheta} = \xi \frac{\alpha_1}{2 \alpha_0}. \quad (153)$$

Dla  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$  otrzymuje się więc:

$$\eta = \frac{\pi}{4} \xi. \quad (153 a)$$

Zależność sprawności od kąta ładowania  $\vartheta$  dla różnych wartości  $\xi$  wyrażają krzywe rys. 87. Z przebiegu tych krzywych wynika, że



Rys. 87.

w miarę zmniejszania kąta  $\vartheta$  do wartości około  $45^\circ$  sprawność rośnie widocznie, poczem dalsze zmniejszanie kąta ładowania nie daje już znaczniejszej korzyści.

Jak widać z tych równań, *sprawność generatora jest funkcją dwu czynników: kąta ładowania  $\vartheta$  i współczynnika wykorzystania napięcia anodowego  $\xi$ .*

Kąt ładowania zaś zależy od napięcia początkowego siatki i od amplitudy napięcia wzbudzającego. Wielkość współczynnika  $\xi$  natomiast jest ustalona przez amplitudę napięcia wzbudzającego i opór zewnętrzny  $R_z$  obwodu anodowego.

#### Przykład.

Lampa TA 7/700, przeliczona w § 2 i mające obciążalność anody  $P_{am} = 400 \text{ W}$ , oraz  $I_{ns} = 450 \text{ mA}$  przy napięciu anodowym  $7000 \text{ V}$  (patrz też rys. 84), da:

a) przy kącie  $\vartheta = 90^\circ = \frac{\pi}{2}$  [równania (148 b) i (150 a)]:

$$I_a = \frac{J_{am}}{\pi} = \frac{450}{\pi} \cong 145 \text{ mA},$$

$$J_{zm} = \frac{J_{am}}{2} = 225 \text{ mA},$$

$$\eta = \frac{\pi}{4} \xi = \frac{\pi}{4} \cdot 0,9 = 0,7,$$

$$P_1 = U_a I_a = 7000 \cdot 0,145 \cong 1000 \text{ W},$$

$$P_2 = P_1 \eta \cong 700 \text{ W},$$

$$P_a = P_1 - P_2 = 300 \text{ W} < 400 \text{ W}.$$

b) przy kącie ładowania  $\vartheta = 45^\circ = \frac{\pi}{4}$ :

$$I_a \cong 0,21 J_{am} \vartheta = 0,21 \cdot 450 \frac{\pi}{4} \cong 70 \text{ mA},$$

$$J_{zm} = J_{am} \frac{\vartheta - \sin \vartheta \cos \vartheta}{\pi (1 - \cos \vartheta)} = 450 \cdot 0,31 \cong 140 \text{ mA},$$

$$\eta = \xi \frac{\vartheta - \sin \vartheta \cos \vartheta}{2 (\sin \vartheta - \vartheta \cos \vartheta)} = 0,9 \cdot 0,950 \cong 0,85,$$

$$P_1 = 7000 \cdot 0,07 = 490 \text{ W},$$

$$P_2 = P_1 \eta = 490 \cdot 0,85 \cong 420 \text{ W},$$

$$P_a = P_1 - P_2 = 70 \text{ W}.$$

Jak widać, zmniejszenie kąta ładowania w dużym stopniu redukuje straty na anodzie lampy, ale równocześnie zmniejsza i moc użyteczną, jaką z lampy można otrzymać.

#### 4. Zależność sprawności od obciążenia.

Dotychczas przyjmowano zgóry, że generator pracuje przy danym kącie ładowania  $\vartheta$  i że w tych warunkach daje pewne żądane amplitudy: składowej podstawowej prądu anodowego i napięcia zewnętrznego.

Jednakże stosunek tych dwóch wielkości jest ściśle związany z oporem zewnętrznym obwodu anodowego, a mianowicie musi być spełniony warunek:

$$R_z = \frac{V_{zm}}{J_{zm}} = \frac{\xi U_a}{J_{zm}}. \quad (154)$$

Łatwo obliczyć z równań (149) i (150), że:

$$R_z = \frac{\xi U_a}{J_{am} \frac{\vartheta - \sin \vartheta \cos \vartheta}{\pi (1 - \cos \vartheta)}} = \frac{\xi U_a}{J_{am}} \cdot \frac{\pi (1 - \cos \vartheta)}{\vartheta - \sin \vartheta \cos \vartheta} = \frac{\xi U_a}{\alpha_1 J_{am}}, \quad (154 a)$$

co w szczególnym przypadku  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$  daje:

$$R_z = 2 \xi \frac{U_a}{J_{am}}. \quad (154 b)$$

Obrawszy więc  $V_{zm}$ ,  $J_{am}$  i  $\vartheta$ , należy obliczyć na zasadzie powyższych wzorów opór  $R_z$ , przy którym obrany stosunek tych wielkości będzie zachowany.

Dla wartości z poprzedniego paragrafu otrzymamy w ten sposób:

a) przy kącie  $\vartheta = 90^\circ$ ,

$$R_z = \frac{\xi U_a}{J_{zm}} = \frac{6300}{0,225} = 28000 \Omega,$$

b) przy kącie  $\vartheta = 45^\circ$ ,

$$R_z = \frac{6300}{0,140} = 45000 \Omega.$$

A więc, im mniejszy jest kąt ładowania, tem większy musi być opór zewnętrzny generatora.

Gdy opór zewnętrzny będzie mniejszy od obliczonego, moc użyteczna zmniejszy się przy równoczesnym pogorszeniu sprawności (zmniejszenie się  $\xi$  przy praktycznie stałych  $J_{am}$  i  $\vartheta$ ), przy większym zaś  $R_z$  moc może nawet początkowo wzrosnąć (spowodu wzrostu  $\xi$ , o ile było obrane zbyt ostrożnie) lecz następnie spada wskutek zmniejszenia się  $J_{am}$  związanego z nadmiernym wzrostem prądu siatkowego.

Rozważania te odnoszą się do stałych warunków wzbudzenia ( $U_s$  i  $V_{sm}$ ). Przy nadmiernym prądzie siatkowym napięcie wzbudzające może się zmniejszyć spowodu przeciążenia wzbudnicy (o ile nie ma ona dostatecznego zapasu mocy), co powoduje dalszy spadek mocy użytecznej.

Tę zależność można zbadać doświadczalnie, zdejmując charakterystykę generatora:

$$J = f(R_z),$$

gdzie  $J$  jest prądem w obwodzie rezonansowym.

Krzywe te wykazują maksimum, stosunkowo płaskie, w okolicy  $R_z$ , równego wartości obliczonej teoretycznie.

Stąd wynika, że opór  $R_z$  obliczony z równania (154) stanowi praktycznie *optymalne obciążenie generatora*.

Ze względu na sprawność urządzenia korzystniejszą jest pracować przy  $R_z$  większym nieco od obliczonego, niż przy mniejszym. Zresztą przy doświadczalnym dobieraniu warunków pracy generatora należy dążyć do osiągnięcia jaknajwiększego stosunku prądu w obwodzie rezonansowym do stałego prądu anodowego, czyli do jaknajwiększej wartości stosunku  $\frac{J}{I_a}$ .

## 5. Oporność równoważna generatora lampowego.

Podobnie jak to zaznaczono w odniesieniu do wzmacniacza typu  $A^1$ , tak i w generatorze lampowym oporność równoważną lampy można rozpatrywać dwojako:

a) *energetycznie*, gdzie oporność równoważna lampy, jako przetwornicy prądu stałego na zmienny, jest określona stosunkiem:

$$\eta = \frac{J_z^2 R_z}{J_z^2 (R_z + \rho_e)} = \frac{R_z}{R_z + \rho_e}, \quad (155)$$

b) *napięciowo*, gdy rozpatruje się oporność lampy, jako wywołującą spadek napięcia wewnętrzny prądu zmiennego, określony równaniem napięć (przy obciążeniu bezindukcyjnym):

$$KV_{zm} = J_{zm} \rho_n + J_{zm} R_z. \quad (156)$$

Jest rzeczą oczywistą, że te dwie wielkości  $\rho_e$  i  $\rho_n$  są różne.

Oporność energetyczną łatwo obliczyć z równania (155), podstawiając doń zależności (153) i (154):

$$\eta = \frac{\xi \alpha_1}{2 \alpha_0} \quad \text{i} \quad R_z = \frac{\xi U_a}{\alpha_1 J_{am}},$$

przez co drogą prostych przeliczeń otrzymuje się:

$$\rho_e = \frac{U_a}{J_{am}} \left( \frac{2 \alpha_0}{\alpha_1^2} - \frac{\xi}{\alpha_1} \right) = \frac{V_{zm}}{J_{zm}} \left( \frac{2 \alpha_0}{\xi \alpha_1} - 1 \right). \quad (157)$$

<sup>1)</sup> Patrz rozdział III, § 14.



Natomiast napięciowa oporność równoważna, odpowiadająca *oporności dynamicznej*  $\rho$  lampy przy pracy na części prostoliniowej charakterystyk, można obliczyć z równania ogólnego lampy:

$$i_a = S \left[ v_s' - U_{so} + \frac{v_a}{K} \right].$$

A mianowicie, po podstawieniu:

$$v_s' = V_{sm} \cos \omega t - U_s \quad \text{i} \quad v_a = U_a - V_{zm} \cos \omega t,$$

po uporządkowaniu wyrazów, będzie:

$$i_a = S \left[ \left( V_{sm} - \frac{V_{zm}}{K} \right) \cos \omega t - U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K} \right]. \quad (\text{a})$$

Prąd anodowy dochodzi do maksimum, gdy  $\omega t = 0$ , a więc:

$$J_{am} = S \left[ V_{sm} - \frac{V_{zm}}{K} - U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K} \right], \quad (\text{b})$$

staje się zaś równy zero przy  $\omega t = \vartheta$ , czyli:

$$0 = S \left[ \left( V_{sm} - \frac{V_{zm}}{K} \right) \cos \vartheta - U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K} \right]. \quad (\text{c})$$

Przez podstawienie wielkości

$$-U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K} = - \left( V_{sm} - \frac{V_{zm}}{K} \right) \cos \vartheta$$

z równania (c) do równania (b) otrzymuje się:

$$J_{am} = \frac{J_{zm}}{\alpha_1} = S \left( V_{sm} - \frac{V_{zm}}{K} \right) (1 - \cos \vartheta), \quad (\text{d})$$

skąd, po prostym przeliczeniu <sup>1)</sup>, dochodzi się do równania:

$$K V_{sm} = J_{zm} \frac{\rho}{\alpha_1 (1 - \cos \vartheta)} + J_{zm} R_z. \quad (158)$$

Przez porównanie równania (158) z równaniem (156) łatwo sprawdzić, że dla obciążenia bezindukcyjnego:

$$\rho_n = \frac{\rho}{\alpha_1 (1 - \cos \vartheta)}, \quad (159)$$

<sup>1)</sup> Wprowadza się  $V_{zm} = J_{zm} R_z$  i  $K = \rho S$ .

co dla  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$  ( $\alpha_1 = \frac{1}{2}$ ) daje:

$$\rho_n = 2\rho. \quad (158 a)$$

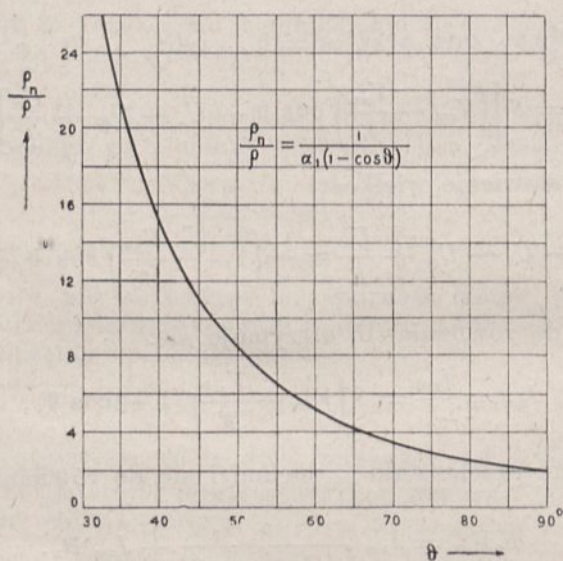
Przebieg funkcji  $\frac{1}{\alpha_1(1 - \cos \vartheta)}$  w zależności od  $\vartheta$  podaje krzywa rys. 88.

*Opór statyczny generatora lampowego.*

Oporem statycznym generatora lampowego można nazwać wielkość:

$$R_g = \frac{U_a}{I_a}, \quad (160)$$

takie bowiem obciążenie dla źródła prądu anodowego przedstawia generator wzbudzony.



Rys. 88.

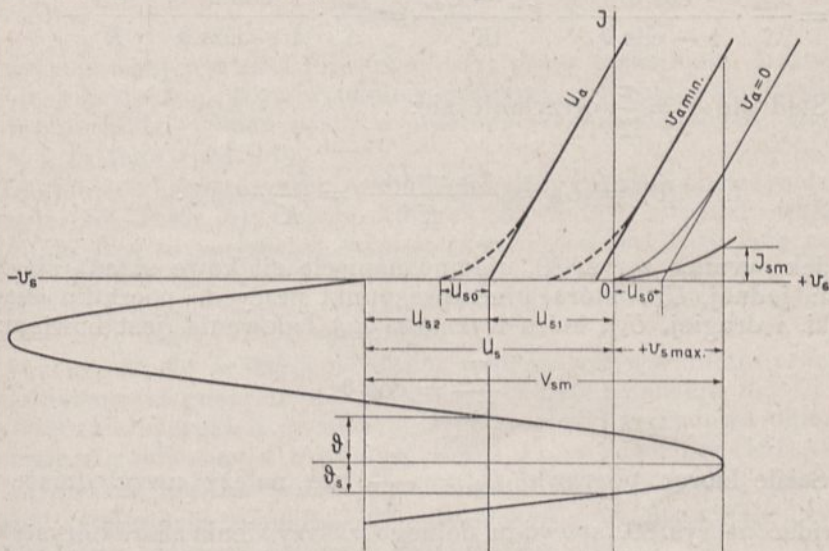
Ten sam opór zachowuje generator również i wobec zmian napięcia anodowego, których częstotliwość jest mała w porównaniu z częstotliwością prądu wytwarzanego.

Wielkość (160) ma doniosłe znaczenie dla obliczenia generatora z modulacją w obwodzie anodowym, rozpatrywaną w rozdziale VII.

## 6. Obliczenie napięcia wzbudzenia i początkowego napięcia siatkowego.

Obrawszy amplitudę prądu anodowego  $J_{am}$  i kąt ładowania generatora, należy jeszcze obliczyć dwie zasadnicze wielkości:

- 1) amplitudę napięcia wzbudzającego,
- 2) początkowe napięcie siatkowe.



Rys. 89.

Te bowiem wielkości warunkują ustalenie się kąta ładowania.

Amplitudę napięcia wzbudzającego można obliczyć z równania (158):

$$KV_{sm} = \frac{J_{zm}}{\alpha_1} \cdot \frac{\rho}{1 - \cos \vartheta} + J_{zm} R_z = J_{am} \frac{K}{S} \cdot \frac{1}{1 - \cos \vartheta} + \xi U_a,$$

z którego wynika wprost:

$$V_{sm} = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{1}{1 - \cos \vartheta} + \frac{\xi U_a}{K}. \quad (161)$$

W przypadku pracy według typu B ( $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ ) równanie (161) upraszcza się do postaci:

$$V_{sm} = \frac{J_{am}}{S} + \frac{\xi U_a}{K}. \quad (161 a)$$

Początkowe ujemne napięcie siatkowe łatwo znaleźć na podstawie rys. 89 jako:

$$|U_s| = |V_{sm}| - |(\div v_s)_{\max}| = |U_{s1}| + |U_{s2}|,$$

co, po podstawieniu równań (161) i (141), daje:

$$|U_s| = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{1}{1 - \cos \vartheta} + \frac{\xi U_a}{K} - \left[ \frac{J_{am}}{S} - \frac{U_a(1 - \xi) - U_{ao}}{K} \right],$$

czyli:

$$|U_s| = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} + \frac{U_a - U_{ao}}{K} = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} + \frac{U_a}{K} - U_{so}. \quad (162)$$

Stąd dla  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$  otrzymuje się:

$$|U_s| = |U_{s1}| = \frac{U_a - U_{ao}}{K} = \frac{U_a}{K} - U_{so}. \quad (162 a)$$

Jak wynika z rys. 89, ujemne napięcie siatkowe składa się z dwu części: jednej,  $U_{s1}$ , która przesuwaa punkt pracy do początku charakterystyki, i drugiej,  $U_{s2}$ , która wyznacza kąt ładowania, jest bowiem:

$$\frac{U_{s2}}{V_{sm}} = \cos \vartheta.$$

Ściśle biorąc, poprawki  $U_{so} = \frac{U_{ao}}{K}$  nie należy uwzględniać, gdyż, jak widać na rys. 89, spowodu dolnego zakrzywienia charakterystyk prąd anodowy spada do zera właśnie przy wartościach bezwzględnych  $U_{s1}$  większych o wielkość  $U_{so}$  od wartości obliczonej z równania (162 a). Wobec tego ujemne napięcie siatkowe raczej należy liczyć według wzorów:

$$|U_s| = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} + \frac{U_a}{K}, \quad (163)$$

oraz (dla  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ ):

$$|U_s| = |U_{s1}| = \frac{U_a}{K}. \quad (163 a)$$

Jest rzeczą oczywistą, że licząc  $U_s$  według wzorów (163) i (163 a), należy też przyjąć odpowiednio większą wartość napięcia wzbudzającego  $V_{sm}$ .

Obiór  $U_s$  według wzorów (163) i (163 a) daje wprawdzie nieco mniejszą moc, lecz zato lepszą sprawność, niż obliczono, jest więc ze względu na warunki pracy lampy korzystniejszy.

Napięcie wzbudzające, obliczone z równania (161), odpowiada teoretycznie największej mocy użytecznej, którą może oddać generator lampowy przy danem obciążeniu  $R_z$ . Gdyby bowiem to napięcie przekro-

czono, mogłoby to spowodować przewzbudzenie generatora, co pociągnęłoby za sobą nadmierny prąd siatkowy i w dalszej konsekwencji zmniejszenie składowej zmiennej prądu anodowego i spadek mocy użytecznej.

Prawdziwość tych przewidywań można sprawdzić doświadczalnie, zdejmując *charakterystykę wzbudzenia generatora*<sup>1)</sup>

$$J = f(V_{sm}),$$

która przy pewnej wartości  $V_{sm}$  przechodzi przez maksimum. Maksimum to nie jest krytyczne, gdyż w okolicy optimum napięcia wzbudzenia generator przechodzi w stan pracy o przebiegach spłaszczonych, omówionych w § 14 tego rozdziału.

Zdejmując charakterystyki wzbudzenia przy różnych obciążeniach  $R_z$ , otrzymuje się zbiór krzywych, których obwiednia również wykazuje maksimum. Jest to *maksimum maksimorum, największa moc, jaką generator przy danych  $U_a$  i  $\vartheta$  może oddać przy najlepszym doborze obciążenia i wzbudzenia ( $R_{z\text{opt.}}$ ,  $V_{s\text{opt.}}$ )*. Najkorzystniejszy opór  $R_z$  odpowiada w zasadzie rozważaniom, przeprowadzonym w § 4.

Aby umożliwić praktycznie dobór najlepszych warunków pracy, należy skonstruować generator tak, aby możliwa była regulacja  $R_z$ ,  $U_s$  i  $V_{sm}$  w dostatecznie szerokich granicach. Jako wartości wyjściowe obiera się oczywiście  $R_z$  obliczone z równania (154) i  $V_{sm}$  z równania (161).

*Największa różnica potencjałów między siatką i katodą odpowiada ujemnej amplitudzie napięcia wzbudzającego. Wielkość tę  $(-v_s)_{\max}$  (rys. 89) łatwo obliczyć z równań (161) i (162) jako:*

$$\begin{aligned} |(-v_s)_{\max}| &= |U_s| + |V_{sm}| = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{1 + \cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} + \frac{(1 + \xi) U_a}{K} - U_{so} = \\ &= \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{1 + \cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} + \frac{(1 + \xi) U_a - U_{ao}}{K}, \end{aligned} \quad (164)$$

co dla  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$  daje:

$$|(-v_s)_{\max}| = \frac{J_{am}}{S} + \frac{(1 + \xi) U_a}{K} - U_{so} = \frac{J_{am}}{S} + \frac{(1 + \xi) U_a - U_{ao}}{K}. \quad (164a)$$

Ten maksymalny potencjał ujemny na siatce występuje (przy obciążeniu bezindukcyjnym) równocześnie z maksymalnym potencjałem dodatnim na anodzie, wskutek czego między temi elektrodami występuje maksymalna różnica potencjałów:

$$|v_{sam}| = |(-v_s)_{\max}| + |U_a + V_{sm}| = |(-v_s)_{\max}| + |(1 + \xi) U_a|. \quad (165)$$

<sup>1)</sup> Patrz rozdział V, rys. 126 a.

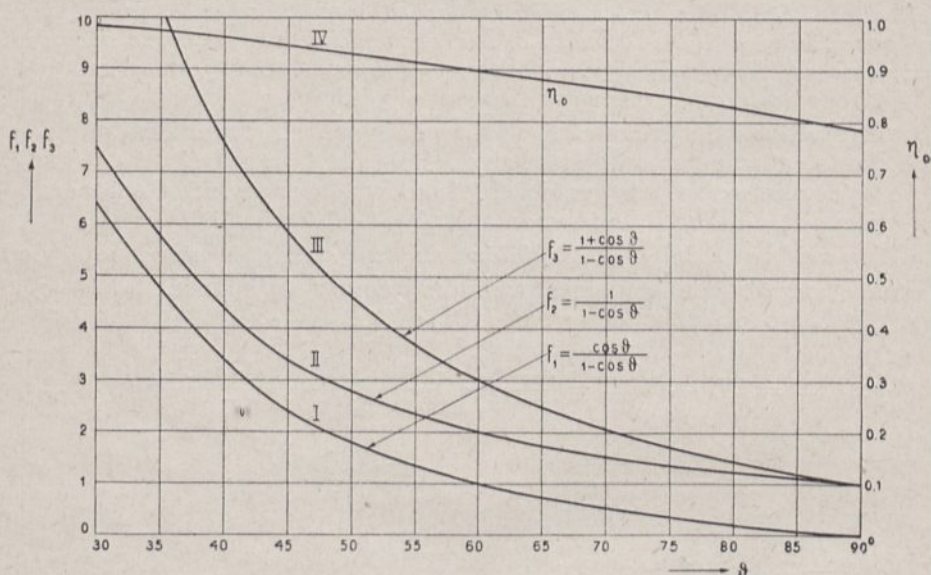
Na rys. 90 podane są wykresy funkcji charakterystycznych:

$$f_1 = \frac{\cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} \text{ dla } U_s,$$

$$f_2 = \frac{1}{1 - \cos \vartheta} \text{ dla wielkości } V_{sm},$$

$$f_3 = \frac{1 + \cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} \text{ dla wielkości } (-v_s)_{\max}.$$

W pierwszym przybliżeniu wielkości  $U_s$ ,  $V_{sm}$  i  $(-v_s)_{\max}$  można uważać za proporcjonalne do odpowiednich funkcji  $f_1$ ,  $f_2$  i  $f_3$ . Wykre-



Rys. 90.

sy rys. 90 dowodzą więc, że w miarę zmniejszania kąta  $\vartheta$  napięcia w obwodzie siatki lampy rosną nieproporcjonalnie szybko, sprawność natomiast (patrz  $\eta_o$  na rys. 90) rośnie tylko nieznacznie. Zwiększanie zaś napięcia w obwodzie siatki wymaga nie tylko zwiększenia wytrzymałości elektrycznej lampy, lecz pociąga za sobą również wzrost strat na wzbudzenie<sup>1)</sup>. Napięcia te są szczególnie groźne w urządzeniach krótkofalowych ze względu na silne prądy pojemnościowe między elektrodami lamp<sup>2)</sup>. Dlatego też lampy nadawcze krótkofalowe zasilają się z re-

<sup>1)</sup> Patrz dalej § 8.

<sup>2)</sup> Patrz rozdział V § 10.

guły tem mniejszym napięciem anodowym, im większa jest częstotliwość wytwarzana lub wzmacniana.

Ze względu na te trudności, w praktyce, szczególnie w zastosowaniu do generatorów mniejszej mocy, nie schodzi się poniżej kąta ładowania  $\vartheta = 60^\circ$ , (średnio około  $75^\circ$ ).

Mniejsze kąty ładowania stosuje się tylko w powielaczach częstotliwości (§§ 12 i 13).

Dla orientacji, jaki wpływ na napięcie w obwodzie siatki ma zmniejszenie kąta ładowania, może posłużyć przykład lampy TA 7/700 (przykład § 3), dla której przyjęto poprzednio:

$$\xi = 0,9 \text{ przy } U_a = 7000 \text{ V},$$

$$U_{so} = 60 \text{ V},$$

$$K = 75 \text{ V/V},$$

$$S = 2 \text{ mA/V},$$

$$J_{am} = 450 \text{ mA},$$

Ustalono również w § 2 wielkość

$$(+v_s)_{\max} = 320 \text{ V}.$$

Na tej zasadzie można obliczyć dla  $\vartheta = 90^\circ$  początkowe napięcie ujemne według napięcia równania (162 a):

$$U_s = -\left(\frac{U_a}{K} - U_{so}\right) = -\left(\frac{7000}{75} - 60\right) \cong -35 \text{ V}$$

lub, według równania (163 a):

$$U_s' = -\frac{U_a}{K} = -95 \text{ V}.$$

Tęsamem będzie:

$$V_{sm} = 320 + 35 = 355 \text{ V}, \text{ (lub } 415 \text{ V)},$$

zaś największa różnica potencjałów między siatką i katodą:

$$(-v_s)_{\max} = (355 + 35) = 390 \text{ V} \cong 400 \text{ V}, \text{ (lub } 415 + 95 = 510 \text{ V)},$$

a największa różnica potencjałów między siatką i anodą:

$$v_{sam} = 390 + 7000 + 6300 \cong 13700 \text{ V}, \text{ (lub } 510 + 13300 \cong 13800 \text{ V)}.$$

Natomiast dla  $\vartheta = 45^\circ$  ujemne napięcie początkowe na podstawie równania (162)<sup>1)</sup> będzie:

<sup>1)</sup> Patrz krzywa I rys. 90.

$$\begin{aligned}
 U_s &= - \left[ \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} + \frac{U_a}{K} - U_{so} \right] = \\
 &= - \left[ \frac{450}{2} \cdot 2,4 + \frac{7000}{75} - 60 \right] \cong - 575 \text{ V},
 \end{aligned}$$

lub, według równania (163):

$$U_s' = 635 \text{ V}.$$

Amplituda wzbudzenia:

$$V_{sm} = | + v_{s \max} | + | U_s | = 320 + 575 \cong 900 \text{ V}, \text{ (lub } 320 + 635 = 955 \text{ V)},$$

a maksymalna różnica potencjałów w obwodzie siatkowym:

$$| - v_{s \max} | = | U_{so} | + | V_{sm} | = 575 + 900 = 1575 \text{ V}, \text{ (lub } 635 + 955 \cong 1600 \text{ V)},$$

czemu odpowiada maksymalna różnica potencjałów między anodą i siatką

$$| v_{sam} | = | - v_{s \max} | + | v_{a \max} | = 1475 + 7000 (1 + 0,9) \cong 14800 \text{ V},$$

$$\text{(lub } 1600 + 13300 \cong 15000 \text{ V)}.$$

Jak widać, przez zastosowanie tak małego kąta ładowania napięcie wzbudzające musiałyby być prawie 3-krotnie większe, niż przy  $\vartheta = 90^\circ$ . Ten wzrost napięcia w obwodzie siatkowym poprawiłby sprawność obwodu anodowego, jak to wynika z przeliczeń w § 3, zaledwie w stosunku:

$$\frac{\eta_{145}}{\eta_{190}} = \frac{0,85}{0,7} \cong 1,2.$$

## 7. Prąd siatkowy w generatorze.

Średnią wartość prądu siatkowego obliczyć można, podobnie jak średnią wartość prądu anodowego, z tą jedynie różnicą, że kąt ładowania  $\vartheta_s$  dla obwodu siatki jest mniejszy, niż kąt ładowania obwodu anodowego, ogranicza się bowiem tylko do dodatnich napięć siatkowych. Kąt ten można określić zależnością (rys. 89):

$$\cos \vartheta_s = \frac{| V_{sm} | - | (+ v_s)_{\max} |}{V_{sm}} = \frac{U_s}{V_{sm}} = \frac{U_s}{| (+ v_s)_{\max} | + | U_s |}. \quad (166)$$

Kąt ładowania obwodu siatkowego jest tem mniejszy, im mniejszy jest kąt ładowania obwodu anodowego.

Znając amplitudę prądu siatki, można obliczyć z pewnym przybliżeniem *średnią wartość prądu siatkowego* (z pominięciem oporu zewnętrznego w obwodzie siatkowym) zapomocą równania:

$$I_s = 0,2 J_{sm} \vartheta_s, \quad (167)$$



w którym  $J_{sm}$  jest maksymalną wartością prądu siatkowego, odpowiadającą maksymalnemu napięciu dodatniemu  $(+v_s)_{\max}$  w obwodzie siatki.

Równanie to, ze względu na dość znaczne wklęsnięcie charakterystyki siatki w interesujących nas granicach, da wartość raczej nieco większą niż rzeczywista.

W przykładzie § 6 jest (patrz rys. 84):

$$J_{sm} \cong 60 \text{ mA.}$$

Kąt ładowania obwodu siatkowego dla  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$  wynosi:

$$\vartheta_s = \arccos \frac{U_s}{V_{sm}} = \arccos \frac{35}{355} \cong \arccos 0,0985 = 84^\circ 35' \cong 0,47 \pi,$$

$$(\text{lub } \vartheta_s' \cong \arccos \frac{95}{415} = \arccos 0,23 = 77^\circ = 0,43 \pi),$$

czemu odpowiada średni prąd siatkowy:

$$I_s = 0,2 J_{sm} \vartheta_s = 0,2 \cdot 60 \cdot 0,47 \pi \cong 17,7 \text{ mA},$$

$$(\text{lub } 2 \cdot 60 \cdot 0,43 \pi \cong 16 \text{ mA}).$$

Przy kącie ładowania w obwodzie anodowym  $\vartheta = \frac{\pi}{4}$  będzie:

$$\begin{aligned} \vartheta_s = \arccos \frac{575}{900} &\cong \arccos 0,64 \cong 50^\circ = 0,278 \pi, (\text{lub } \vartheta_s' = \arccos \frac{635}{955} = \\ &= 48^\circ 30' = 0,269 \pi), \end{aligned}$$

skąd wynika:

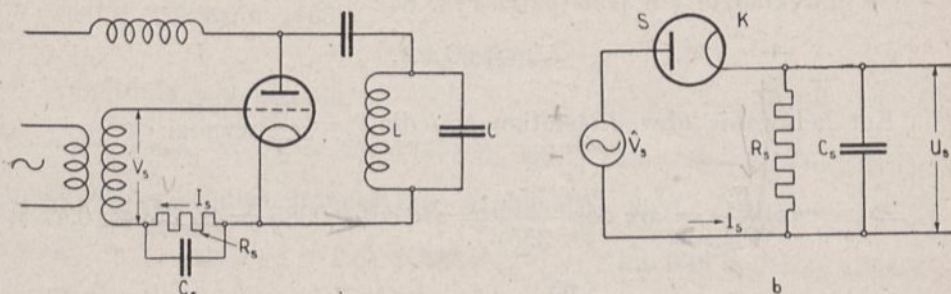
$$I_s = 0,2 \cdot 60 \cdot 0,278 \pi \cong 10,5 \text{ mA} (\text{lub } 0,2 \cdot 60 \cdot 0,269 \pi \cong 10 \text{ mA}).$$

Jeżeli wyniki te porównać z wartościami prądu anodowego, obliczonymi w § 3 (145 mA i 70 mA), widać, że prąd siatki w obu przypadkach znajduje się w granicach podanych przez konstruktorów lamp [ $I_s = (0,1 \div 0,15) I_a$ ].

#### *Dynamiczne napięcie początkowe siatki.*

W układach pracujących bez prądu siatkowego niezbędne jest dostarczenie napięcia początkowego z osobnego źródła (z baterji akumulatorów, przetwornicy lub prostownika). Skoro jednak układ pracuje z prądem siatkowym  $I_s$ , prąd ten można wykorzystać dla wytworzenia ujemnego napięcia początkowego  $U_s$ , a mianowicie prąd  $I_s$  wytwarza spadek napięcia na oporze upływowym siatki  $R_s$  (rys. 91 a), włączonym szeregowo w obwód siatki i zabocznikowanym kondensatorem obejściowym  $C_s$

o pojemności takiej, aby jego oporność urojona przy częstotliwości roboczej była bardzo mała wobec  $R_s$ . Obwód siatkowy można tu rozpatrywać jako układ prostowniczy z lampą dwuelektrodową S-K (rys. 91 b) o napięciu zasilającym  $\hat{V}_s$  i zastosować doń teorię prostownika<sup>1)</sup>.



Rys. 91.

Przyjawszy, że charakterystyka prądu siatkowego rozpoczyna się od punktu zerowego, można rozpatrywać działanie układu w sposób następujący:

Gdy niema napięcia wzbudzającego  $\hat{V}_s$ , prąd siatkowy jest równy zeru, a temsamem i napięcie początkowe  $U_s$  jest równe zeru. Z chwilą pojawienia się  $\hat{V}_s$  pojawia się i prąd siatkowy, którego wartość średnia  $I_s$  daje na oporze upływowym  $R_s$  spadek napięcia (rys. 91 b):

$$U_s = I_s R_s, \quad (168)$$

przesuwający początkowy punkt pracy lampy w kierunku ujemnych napięć siatkowych, a temsamem zmniejszający spoczynkowy prąd anodowy lampy<sup>2)</sup>. Im większa jest amplituda napięcia wzbudzającego, tem większy oczywiście płynie prąd siatkowy, a zatem tem większe ustala się  $U_s$  w obwodzie. W ten sposób wytworzone ujemne napięcie siatkowe, jako powstające tylko przy wzbudzeniu lampy, i ściśle związane z amplitudą tego wzbudzenia, nosi nazwę *dynamicznego napięcia początkowego*.

Chcąc zastosować dynamiczne napięcie początkowe, należy sprawdzić, czy w spoczynku (gdy  $U_s = 0$ ), moc doprowadzona

$$P_{ao} = U_a I_a$$

nie przekracza obciążalności anody danej lampy. Jeżeli zaś ją przekracza, to dynamiczne napięcie początkowe można zastosować tylko wówczas, gdy *lampa nie może się znaleźć pod pełnym napięciem anodowym bez równoczesnego wzbudzenia*. Gdzie tej pewności niema, należy w takich razach stosować ujemne napięcie ze źródła obcego.

<sup>1)</sup> Patrz tom I, rozdział IV, §§ 7 i 8.

<sup>2)</sup> Na tem zjawisku opiera się detekcja lampowa w obwodzie siatkowym.

Dynamiczne napięcie początkowe ma tę wyższość nad napięciem niezależnym, szczególnie w układach samowzbudnych, że samoczynnie reguluje warunki pracy generatora, a przede wszystkim zwiększa jego sprawność w miarę zwiększania się  $\hat{V}_s$ . Im większe bowiem jest wzbudzenie, tem większe staje się  $V_{zm}$ , co pociąga za sobą wzrost prądu siatkowego. Ujemne napięcie dynamiczne zaś jest proporcjonalne do prądu siatkowego, wobec czego ze wzrostem tego prądu początkowy punkt pracy lampy przesuwa się samoczynnie w kierunku ujemnym, co jest równoznaczne ze zmniejszeniem kąta ładowania.

#### *Kondensator obejściowy.*

Pojemność kondensatora obejściowego obiera się tak, aby jego oporność urojona przy częstotliwości roboczej była mała wobec oporu upływowego. Równocześnie, o ile wzmacniacz jest modulowany lub kluczowany telegraficznie, kondensator nie może mieć zbyt dużej pojemności, aby nie zwierał częstotliwości modulującej. A więc powinien być spełniony warunek<sup>1)</sup>:

$$\frac{1}{\omega C_s} \ll R_s \ll \frac{1}{p C_s}, \quad (170)$$

gdzie  $\omega$  jest częstotliwością kątową nośną, zaś  $p$  — modulującą.

Odpowiedni dobór pojemności obejściowej przedstawia większe trudności w układach długofalowych. W średnio- i krótkofalowych można ograniczyć się naogół do spełnienia warunku:

$$\frac{1}{\omega C_s} \ll R_s. \quad (170 a)$$

W przybliżeniu można przyjąć opór kondensatora obejściowego jako około 10-krotnie mniejszy od oporu upływowego. Stąd łatwo znaleźć:

$$C_s \geq \frac{10}{\omega R_s}. \quad (170 b)$$

Zaznaczyć należy, że obliczenie oporu upływowego daje wielkość orientacyjną: ściśle ustalić jego wartość można tylko drogą doświadczenia.

#### *Przykład.*

Chcąc otrzymać dynamiczne napięcie ujemne w układzie lampy TA 7/700, należałoby w obwód siatkowy włączyć opór upływowy, który można obliczyć na podstawie poprzednio znalezionych danych.

<sup>1)</sup> Patrz też T. I, rozdział IV.

A mianowicie dla  $\vartheta = 90^\circ$ ,  $U_s = -35 \text{ V}$ ,  $I_s = 17,7 \text{ mA}$ ,  
 będzie  $R_s = \frac{35}{0,0177} \cong 2000 \Omega$ ,  
 zaś dla  $\vartheta = 45^\circ$ ,  $U_s = -575 \text{ V}$ ,  $I_s = 10,5 \text{ mA}$ ,  
 niezbędny opór upływowy wyniesie  $R_s' = \frac{575}{0,0105} \cong 55000 \Omega$ .

Przyjmując stosunek

$$\frac{R_s}{\omega C_s} \geq 10, \quad \text{przy } \omega = 5 \cdot 10^6,$$

należałoby obrać pojemność obejściową:

a) dla  $\vartheta = 90^\circ$ ,  $C_s = \frac{10}{\omega R_s} = \frac{10}{5 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^3} = 10^{-9} \text{ F} = 1000 \text{ p.p. F}$ ;

b) dla  $\vartheta = 45^\circ$ ,  $C_s' = \frac{10}{5 \cdot 10^5 \cdot 0,55 \cdot 10^5} = 37 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cong 40 \text{ p.p. F}$ .

W ostatnim przypadku powinno się obrać pojemność nie mniejszą niż 100 do 200 p.p. F.

W końcu należałoby sprawdzić, czy anoda lampy nie będzie przeciążona w razie zerwania drgań. Z charakterystyk (rys. 84) okazuje się, że przy  $U_a = 7000 \text{ V}$  prąd anodowy dla  $U_s = 0$  wynosi:

$$I_{ao} \cong 70 \text{ mA}.$$

Stąd obciążenie anody w spoczynku:

$$P_{ao} = 7000 \cdot 0,070 = 490 \text{ W},$$

podczas gdy obciążalność anody wynosi 400 W. Lampa byłaby więc w tym przypadku przeciążona, lecz nie spowodowałoby to jej uszkodzenia, gdyż obciążalność próbna anody wynosi 500 W.

## 8. Straty mocy w obwodzie siatki.

Na straty energii w obwodzie siatkowym lampy wzbudzanej, które decydują o niezbędnej mocy wzbudzenia generatora, składają się dwa czynniki:

a) moc wydzielona przez prąd siatkowy zarówno w obwodzie zewnętrznym, jak i w siatce lampy,

b) moc wydzielona w oporze przeniesionym z obwodu anodowego lampy przez pojemność „anoda — siatka”.

a) Straty wywołane przez prąd siatkowy można obliczyć jako moc pierwotną, pobraną przez prostownik dwuelektrodowy „katoda — siatka” (patrz rys. 91 a i b). Służy do tego wzór (I. 162)<sup>1)</sup>:

$$P_{s_1} = V_{sm} J_{sm} \frac{\vartheta_s - \sin \vartheta_s \cos \vartheta_s}{2\pi (1 - \cos \vartheta_s)}. \quad (171)$$

Straty te rosną oczywiście ze wzrostem kąta ładowania siatki  $\vartheta_s$ . Zgodnie z rozważaniami, przeprowadzonymi w tomie I (str. 149 i następne), kąt  $\vartheta_s$  będzie tem mniejszy, im większy opór  $R_s$  będzie włączony w obwód siatkowy.

Zależność ta wyraża się równaniem (I. 159)<sup>2)</sup>:

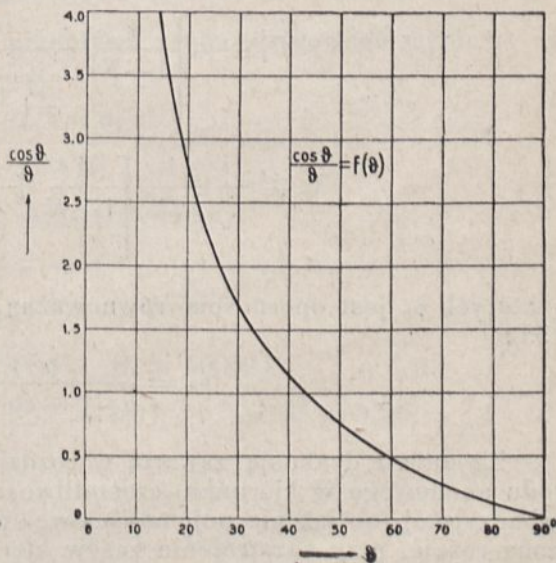
$$R_s \cong 4,7 \frac{V_{sm}}{J_{sm}} \cdot \frac{\cos \vartheta}{\vartheta}.$$

Dla ułatwienia obliczeń podana jest na rys. 92 krzywa  $\frac{\cos \vartheta}{\vartheta}$ .

Włączenie dużego oporu siatkowego zwiększa sprawność obwodu anodowego generatora przez przesunięcie jego początkowego punktu pracy w kierunku bardziej ujemnych napięć siatkowych.

Straty wywołane przez prąd siatki sprowadzają się oczywiście do zera, gdy lampa jest wzbudzana jedynie w zakresie ujemnych napięć siatkowych, jak to się dzieje we wzmacniaczach typu A. Ten rodzaj pracy spotyka się również i w urządzeniach generatorowych w stopniu pośrednim między wzbudnicą i stopniem mocy (t. zw. *separator*).

Moc wydzielona na siatce jest różnicą mocy całkowitej i mocy wydzielonej na oporze upływowym przez składową stałą prądu siatki. Im większy więc jest opór  $R_s$ , tem większa jest „sprawność” obwodu siatkowego a więc tem mniej jest obciążona ta elektroda. Dzięki temu zmniejsza się niepożądane zjawisko emisji wtórnej, jako też i niebezpieczeństwo przeciążenia i uszkodzenia



Rys. 92.

<sup>1)</sup> Patrz t. I, str. 155.

<sup>2)</sup> Patrz t. I, str. 152.

siatki. A więc i ze względu na zabezpieczenie siatki korzystniejsze jest stosowanie większego oporu upływowego.

Moc wydzielona na siatce pod postacią ciepła wynosi:

$$P_s = P_{s_1} (1 - \eta_{1s}). \quad (173)$$

Przyjmując zgodnie z równaniem (I. 163 a), że

$$\eta_{1s} \cong \cos \vartheta_s, \quad (174)$$

można, na podstawie równania (171), obliczyć moc wydzieloną na siatce jako:

$$P_s = \frac{V_{sm} J_{sm}}{2\pi} (\vartheta_s - \sin \vartheta_s \cos \vartheta_s). \quad (173 a)$$

W lampach ekranowych i w pentodach dzięki temu, że siatka osłonna ma stale dość wysoki potencjał dodatni względem siatki wejściowej, prąd siatkowy jest mniejszy, niż w triodach, wobec czego i straty przez ten prąd wywołane są również mniejsze.

b) Miarą strat, wywołanych obciążeniem obwodu siatkowego lampy przez obwód wyjściowy, jest opór przeniesiony do obwodu siatkowego<sup>1)</sup>. W przypadku nastrojenia obwodu anodowego do rezonansu, typowym dla generatora obcowzbudnego, można stosować dla obliczenia wzory (312a):

$$R'_s \cong \rho_n \left[ \frac{1}{1+K} + \frac{1}{(1+K)^2 \frac{R_z}{\rho_n}} \right], \quad (175)$$

$$X'_s \cong - \frac{1}{\omega C_{sa}} \left[ \frac{1}{1+K} + \frac{2+K}{(1+K)^2 \frac{R_z}{\rho_n}} \right],$$

w których  $\rho_n$  jest opornością równoważną lampy, obliczoną z równania (159):

$$\rho_n = \frac{\rho}{a_1 (1 - \cos \vartheta)}.$$

Zgodnie z dyskusją zawartą w rozdziale VI, przez rozstrojenie obwodu anodowego w kierunku częstotliwości rezonansowej mniejszej od wzbudzającej (obciążenie pojemnościowe) pobór mocy przez lampę wzbudzaną rośnie, przy rozstrojeniu zaś w kierunku częstotliwości większej (obciążenie indukcyjne) układ staje się skłonny do samowzbudzenia.

Dlatego też w układach obcowzbudnych z zasady stosuje się neutralizację<sup>2)</sup>, a w miarę możliwości lampy ekranowe lub pentody. Wówczas

<sup>1)</sup> Patrz rozdział VI, § 1 i następne.

<sup>2)</sup> Patrz rozdział VI, § 6.

oddziaływanie obciążenia lampy na obwód siatkowy jest znikomo małe i wobec strat pochodzących od prądu siatkowego może być pominięte.

Wreszcie należy uwzględnić, szczególnie w urządzeniach na fale krótkie i bardzo krótkie, straty dielektryczne wywołane przez *prądy pojemnościowe* wewnątrz lampy<sup>1)</sup>. Straty te, rosnące z kwadratem amplitudy napięcia wzbudzającego, mogą wielokrotnie przewyższyć obie pozostałe kategorie strat, a nawet doprowadzić do zniszczenia lampy.

#### Przykład.

Dla zorientowania się co do rzędu wielkości strat w obwodzie siatkowym generatora, można oprzeć się na poprzednio obliczonych danych lampy TA 7/700.

##### 1. Straty na prąd siatkowy.

a) Kąt ładowania 90°:

$$U_s = -35 \text{ V}, \quad V_{sm} = 355 \text{ V}, \quad R_z = 28000 \Omega, \quad \cos \vartheta_s = \frac{U_s}{V_{sm}} \cong \\ \cong 0,0985, \quad \sin \vartheta_s = 0,995, \quad \vartheta_s^1 = 84^{\circ}35' = 0,47 \pi.$$

Moc stracona skutkiem przepływu prądu siatkowego wyniesie więc zgodnie z równaniem (171):

$$P_{s_1} = V_{sm} J_{sm} \frac{\vartheta_s - \sin \vartheta_s \cos \vartheta_s}{2\pi(1 - \cos \vartheta_s)} = 355 \cdot 0,06 \cdot 0,245 \cong 5,2 \text{ W}.$$

Z mocy tej wydzieli się na siatce lampy:

$$P_s = P_{s_1} (1 - \eta) \cong 5,2 \cdot 0,9 \cong 4,7 \text{ W}.$$

b) Dla kąta ładowania 45°:

$$U_s = -575 \text{ V}, \quad V_{sm} = 900 \text{ V}, \quad R_z = 45000 \Omega, \\ \cos \vartheta_s = \frac{575}{900} = 0,64, \quad \sin \vartheta_s = 0,77, \quad \vartheta_s = 50^{\circ} = 0,278 \pi,$$

wobec czego:

$$P_{s_1} = 900 \cdot 0,06 \frac{0,278 \pi - 0,77 \cdot 0,64}{2\pi(1 - 0,64)} \cong 9 \text{ W}.$$

Moc ta jest znacznie większa, niż w przypadku poprzednim. Z tego na obciążenie siatki przypada:

$$P_s = 9(1 - 0,64) \cong 3,2 \text{ W},$$

<sup>1)</sup> Patrz rozdział V, § 10.

a więc siatka lampy pracuje w warunkach korzystniejszych, niż przy kącie ładowania  $90^\circ$ .

## 2. Obciążenie obwodu siatkowego obwodem anodowym.

Obciążenie obwodu siatkowego przez obwód anodowy obliczyć można z równań (175) mając:

$$\rho = \frac{K}{S} = \frac{75}{0,002} = 37500 \Omega,$$

i przyjmując:

$$C_{sa} = 10 \cdot 10^{-12} F, \quad \omega = 10^8.$$

Otrzymuje się wtedy dla  $\vartheta = 90^\circ$ :

$$\rho_n = \frac{\rho}{\alpha_1} = 2\rho = 75000 \Omega \quad (R_z = 28000 \Omega),$$

dla  $\vartheta = 45^\circ$  zaś:

$$\begin{aligned} \rho_n &= \frac{37500}{\alpha_1 (1 - \cos 45^\circ)} = \frac{37500}{0,31 \cdot 0,293} = 11 \cdot 37500 = \\ &= 410000 \Omega \quad (R_z = 45000 \Omega). \end{aligned}$$

a) Stąd dla  $\vartheta = 90^\circ$ :

$$R'_s = \rho_n \left[ \frac{1}{1+K} + \frac{1}{(1+K)^2 \frac{R_z}{\rho_n}} \right] = 75000 \left[ \frac{1}{76} + \frac{1}{76^2 \frac{28000}{75000}} \right] \cong 1000 \Omega,$$

$$\begin{aligned} X'_s &= -\frac{1}{\omega C_{sa}} \left[ \frac{1}{1+K} + \frac{2+K}{(1+K)^2 \frac{R_z}{\rho_n}} \right] = -\frac{1}{10^8 \cdot 10 \cdot 10^{-12}} \left[ \frac{1}{76} + \frac{77}{76^2 \frac{28000}{75000}} \right] \cong \\ &\cong -50 \Omega. \end{aligned}$$

Opór przeniesiony wynosi:

$$\hat{Z}_s = (1000 - j50) \Omega,$$

można więc w przybliżeniu przyjąć, że obwód wejściowy siatki jest zwarty oporem rzeczywistym  $1000 \Omega$ . Przy amplitudzie napięcia wzbudzenia wynoszącej  $355 V$  dałoby to straty:

$$P_{s_1} = \frac{V_{sm}^2}{2R'_s} = \frac{355^2}{2000} = 63 W,$$

a więc wielokrotnie przewyższające straty, wywołane przez prąd siatkowy.



b) Przy  $\vartheta = 45^\circ$  jest:

$$R'_s = 410000 \left[ \frac{1}{76} + \frac{1}{76^2 \frac{45000}{410000}} \right] \cong 6000 \Omega,$$

$$X'_s = -1000 \left[ \frac{1}{76} + \frac{77}{76^2 \frac{45000}{410000}} \right] \cong -130 \Omega,$$

a więc:

$$\hat{Z}'_s = 6000 - j 130,$$

czyli:

$$\hat{Z}'_s \cong R'_s = 6000 \Omega.$$

Stąd straty przy amplitudzie  $V_{sm} = 900 V$  wyniosą:

$$P'_s = \frac{900^2}{2 \cdot 6000} \cong 70 W,$$

a więc przeszło 16% mocy użytecznej (420 W).

## 9. Metody obliczenia wzmacniacza telegraficznego.

Wytyczne dla obioru amplitudy prądu anodowego są różne, zależnie od tego, czy generator służy dla telegrafji czy też dla telefonji.

W pierwszym przypadku wzmacniacz może pracować według typu C, nie zależy bowiem na czystości przebiegów prądu, a ewentualne wzmocnienie pewnych harmonicznych można odpowiednio wyfiltrować. Natomiast generator modulowany i wzmacniacz prądów modulowanych muszą spełnić dodatkowe warunki, które są rozpatrzone w § 16 i w rozdziale VII.

W dalszym ciągu będzie podane obliczenie generatora telegraficznego, gdy dany jest typ lampy.

Zasadniczymi cechami lampy generatorowej są następujące wielkości:

- 1) maksymalne napięcie anodowe  $U_a$ ,
- 2) obciążalność anody  $P_a$ ,
- 3) prąd nasycenia  $I_{ns}$ .

Ustaliwszy napięcie anodowe, obiera się orientacyjnie współczynnik  $\xi$  i kąt  $\vartheta$ , skąd można znaleźć sprawność generatora.

Do dalszego obliczenia obiera się albo obciążalność anody, albo też maksymalny prąd anodowy.

A. Opierając się na obciążalności anody znajduje się bezpośrednio moc pierwotna:

$$P_1 = \frac{P_a}{1 - \eta_1}, \quad (176)$$

z której oblicza się średni prąd anodowy:

$$I_a = \frac{P_1}{U_a}, \quad (177)$$

oraz moc użyteczną:

$$P_2 = \eta P_1. \quad (178)$$

Mając poprzednio obrany kąt  $\vartheta$ , znajduje się amplitudę prądu anodowego:

$$J_{am} = \frac{I_a}{\alpha_o} = \frac{I_a}{0,21\vartheta}.$$

Teraz może się okazać, że otrzymany w ten sposób prąd, znacznie przekracza wartość prądu nasycenia lampy przy obranem napięciu  $v_{a \min}$ . Założenie byłoby więc błędne i należałoby obliczenie powtórzyć, wychodząc z prądu nasycenia.

Tym sposobem oblicza się:

$$I'_a = \alpha_o I_{ns},$$

a stąd moc pierwotną:

$$P'_1 = U_a I'_a.$$

Ta wielkość pozwala obliczyć obciążenie anody lampy:

$$P'_a = P'_1(1 - \eta),$$

które jest napewno mniejsze od  $P_{am}$ .

B. Można również przeprowadzić obliczenie drogą odwrotną. A mianowicie, opierając się na prądzie nasycenia, obliczyć moc pierwotną, a stąd obciążenie anody:

$$P_a = P_1(1 - \eta).$$

Przy tem jednakże może się okazać, że lampa jest przeciążona. Pozostają wówczas dwie możliwości:

- a) zwiększenie sprawności przez zmniejszenie kąta  $\vartheta$  lub  $v_{a \min}$ , albo też obu tych czynników równocześnie, o ile zaś okaże się to niewykonalne, należy:
- b) powtórzyć przeliczenia, wychodząc z obciążalności anody lampy i dochodząc w końcu do prądu  $J_{am}$ , który teraz napewno będzie mniejszy od  $I_{ns}$  lampy.

## 10. Obliczenie generatora z lampą ekranową i z pentodą.

Tok obliczenia generatora z lampą ekranową lub pentodą przedstawia się prościej, niż obliczenie triody, a to dzięki temu, że prąd anodowy z dostatecznym przybliżeniem uważać można za niezależny od na-

pięcia anodowego i jego wahań. Opierając się na równaniu (139), równanie tych lamp wyrazić można w postaci:

$$i_a = S \left[ v_s' - U_{so} + \frac{U_c}{K_1} \right], \quad (179)$$

gdzie:

$U_c$  — stałe napięcie siatki osłonnej,

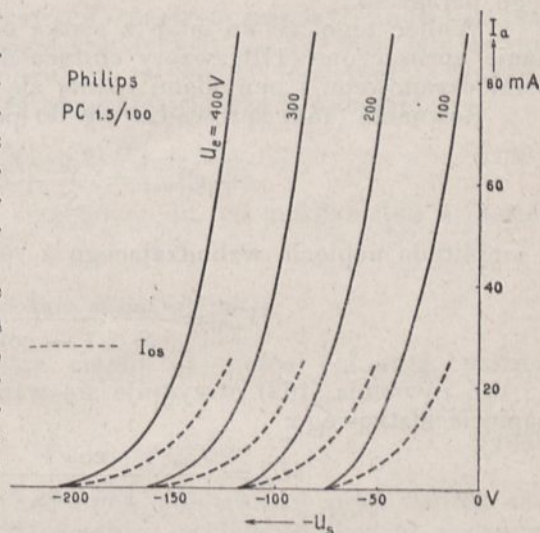
$K_1$  — współczynnik amplifikacji układu „siatka wejściowa — siatka osłonna”.

Przyjmując to równanie za podstawę obliczeń, zakłada się tem samem, że przebiegi zmienne odbywają się na charakterystyce statycznej lampy, zależnej wyłącznie od napięcia siatki osłonnej. Dlatego też zbioru charakterystyk lamp z siatką osłoną w układzie  $i_a = f(v_s)$  podaje się jedynie w zależności od napięcia  $U_c$ , co znacznie upraszcza posługiwanie się nimi. Charakterystyki te (rys. 93), poza dolnym zakrzywieniem, przebiegają praktycznie prostolinijnie, a to dzięki temu, że elektroda, sąsiadująca z siatką wejściową, a więc siatka osłonna, ma stałe wysokie potencjały dodatni, nie zachodzi więc obawa przewzbudzenia jak w triodzie.

Zresztą, dzięki tej właśnie elektrodzie, charakterystyki są znacznie przesunięte w lewo, tak iż pełne wykorzystanie lampy jest możliwe przy stosunkowo niewielkich wartościach dodatnich potencjału siatki, co pociąga za sobą dalszą zaletę — mały stosunkowo prąd siatkowy generatora.

Ponadto dzięki temu, że lampy tego typu mają katody tlenkowe i bardzo duży prąd emisyjny, niema praktycznie możliwości — ze względu na obciążalność anody — wkroczenia w górne zakrzywienie charakterystyk, co również zapewnia prostoliniowość przebiegów.

Lampy ekranowe dwusiatkowe wykazują jednakże pewną niższość w porównaniu z lampami trójelektrodowymi. Jest nią ograniczenie współczynnika wykorzystania napięcia anodowego. A mianowicie, ze względu na zjawisko emisji wtórnej<sup>1)</sup>, napięcie anodowe nie może spaść poniżej napięcia siatki osłonnej, a więc w odniesieniu do tej elektrody



Rys. 93.

<sup>1)</sup> Patrz rozdział III § 18.

należy zachować warunek wzbudzenia granicznego ( $n = 1$ ). Wobec tego musi być:

$$V_{sm} \leq (U_a - U_c), \quad (180)$$

czyli:

$$\xi \leq \frac{U_a - U_c}{U_a}. \quad (181)$$

Wskutek tego współczynnik wykorzystania ogranicza się do wartości  $\xi = 0,7 \div 0,8$ , przeważnie nie dochodząc do górnej granicy.

W pentodach zasadniczo ograniczenia tego niema, dzięki bowiem obecności siatki chwytnej nie zachodzi obawa wtórnej emisji. Jednakże w tych lampach wykorzystanie napięcia anodowego jest ograniczone nadmiernym wzrostem prądu siatki osłonowej. Można jednak, przy niskich stosunkowo napięciach anodowych, dojść do wartości  $\xi = 0,9$ . Nie oznacza to jednakże bezwzględnej wyższości pentod nad triodami pod względem sprawności, ponieważ do strat w obwodzie anodowym dochodzą straty w obwodzie siatki osłonowej, rozpatrzone w dalszym ciągu tego paragrafu.

Wobec tego, że do lamp z siatką osłonową można zastosować równanie uproszczone (179), wzory służące do obliczenia generatorów z lampami ekranowymi i pentodami różnią się nieco od wzorów dla triod.

Równanie (141) sprowadza się do postaci:

$$(+v_s)_{\max} = \frac{J_{am}}{S} + U_{so} - \frac{U_c}{K_1}, \quad (182)$$

a amplituda napięcia wzbudzającego z równania (161) — do:

$$V_{sm} = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{1}{1 - \cos \vartheta} + \frac{U_c}{K_1}. \quad (183)$$

Z równania (162) otrzymuje się wartość bezwzględną początkowego napięcia siatkowego:

$$|U_s| = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} + \frac{U_c}{K_1} - U_{so}. \quad (184)$$

Maksymalne ujemne napięcie w obwodzie siatkowym otrzymuje się z równań (183) i (184):

$$|(-v_s)_{\max}| = |U_s| + |V_{sm}| = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{1 + \cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} + \frac{2U_c}{K_1} - U_{so}. \quad (185)$$

Podobnie, jak we wzorach (161), (162) i (164), tak i tu można pominąć wielkość  $U_{so}$ .

Dzięki stałemu potencjałowi siatki osłonowej zmniejsza się maksymalna różnica potencjałów między sąsiednimi elektrodami w chwili najniższego potencjału siatki. Mianowicie w lampie z siatką osłonową największa różnica potencjałów między siatką wejściową i siatką osłonową:

$$(v_{s-e})_{\max} = |(-v_s)_{\max}| + U_c, \quad (186)$$

jest nieporównanie mniejsza, niż odpowiednia wartość, występująca między anodą i siatką triody [równanie (165)]:

$$|v_{sam}| = |(-v_s)_{\max}| + (1 + \xi) U_a.$$

Jest to również poważną zaletą lamp z siatką osłoną.

W lampach tych występują jednakże napięcia między anodą i najbliższą elektrodą pomocniczą. W lampie ekranowej jest to napięcie między anodą i siatką osłoną, którego maksymalna wartość wynosi:

$$(v_{a-e})_{\max} = U_a + V_{zm} - U_e = (1 + \xi) U_a - U_e, \quad (187)$$

co przy założeniu:

$$V_{zm} = U_a - U_e,$$

daje:

$$(v_{a-e})_{\max} = 2\xi U_a. \quad (187 a)$$

W pentodzie natomiast występuje napięcie między anodą i siatką chwytaną, której potencjał względem katody jest równy zeru lub nawet ujemny (jak np. w układzie z modulacją w siatce chwytnej). Maksymalna różnica potencjałów jest tu znacznie większa i wynosi:

$$(v_{a-s})_{\max} = |(1 + \xi) U_a| + |U_{s1}|. \quad (188)$$

Napięcie to jest więc tego samego rzędu, co maksymalne napięcie w triodzie.

#### *Straty w obwodzie siatki osłonowej.*

Stratę mocy, zamienioną na ciepło na siatce osłonowej, można obliczyć według wzoru <sup>1)</sup>:

$$P_e = (0,4 \div 0,6) U_e (I_{os} + I_a), \quad (189)$$

w którym  $I_{os}$  jest prądem siatki osłonowej, pobieranym przy danym napięciu siatki osłonowej  $U_e$ , a  $I_a$  jest średnim prądem anodowym w czasie pracy. Mniejszy współczynnik odnosi się do lamp większej mocy.

Dopuszczalne obciążenie siatki osłonowej jest podane w katalogach firmowych.

Moc, wydzielona na anodzie lampy, wynosi:

$$P_a = (U_a I_a + U_e I_{os}) - (P_e + P_2) = P_1' - (P_e + P_2), \quad (190)$$

jeżeli  $P_1' = U_a I_a + U_e I_{os}$  jest całkowitą mocą doprowadzoną do lampy (z pominięciem mocy żarzenia), a  $P_2$  jest mocą użyteczną, oddaną przez obwód anodowy.

<sup>1)</sup> Wzór empiryczny według danych S. A. Philips.

Sprawność całkowita lampy z siatką osłonową z uwzględnieniem strat w siatce osłonowej wynosi:

$$\eta_c = \frac{P_2}{P_1} = \frac{P_2}{U_a I_a + U_e I_{os}}. \quad (191)$$

Straty na siatce osłonowej pentody, wobec tego, że siatka osłonowa i anoda są rozdzielone siatką chwytą, oblicza się według wzoru:

$$P_e = U_e I_{os}. \quad (189 a)$$

*Przykład.*

Ekranowana lampa nadawcza Philips QC 2/75 ma dane:

$$U_a = 2000 V, I_{ns} \cong 2 A, U_e = 300 \div 500 V,$$

$$P_a = 75 W, P_e = 25 W, K_1 = 6,3 V/V, S_{sr} = 1,5 mA/V, U_{so} = 40 V.$$

Obrawszy  $U_e = 500 V$ , otrzyma się zgodnie z równaniem (180).

$$V_{zm} = U_a - U_e = 2000 - 500 = 1500 V,$$

co daje współczynnik wykorzystania:

$$\xi = \frac{1500}{2000} = 0,75.$$

Przyjmując  $\vartheta = 75^\circ$ , otrzymuje się z krzywych rys. 87:

$$\alpha_0 = 0,27, \quad \alpha_1 = 0,45,$$

skąd oblicza się sprawność wzmacniacza:

$$\eta = \frac{\xi \alpha_1}{2\alpha_0} = \frac{0,75 \cdot 0,45}{0,54} \cong 0,63.$$

Maksymalna moc pierwotna może więc osiągnąć wartość (w przybliżeniu, z pominięciem strat w siatce osłonowej):

$$P_1 = \frac{P_a}{1 - \eta} = \frac{75}{0,37} \cong 210 W,$$

wobec czego moc użyteczna będzie:

$$P_2 = P_1 - P_a = 210 - 75 = 135 W.$$

Przy mocy doprowadzonej 210 W średni prąd anodowy wynosi:

$$I_a = \frac{P_1}{U_a} = \frac{210}{2000} \cong 0,1 A.$$

Stąd można znaleźć maksymalny prąd anodowy:

$$J_{am} = \frac{I_a}{\alpha_0} = \frac{0,1}{0,27} \cong 0,370 \text{ A} < 2 \text{ A},$$

i amplitudę prądu zmiennego:

$$J_{zm} = \alpha_1 J_{am} = 0,45 \cdot 0,37 \cong 0,167 \text{ A}.$$

Zgodnie z równaniem (189) moc wydzielona w siatce osłonnej nie może przekroczyć wartości:

$$P_e = 0,4 U_e (I_{os} + I_a) = 25 \text{ W},$$

skąd otrzymuje się największy dopuszczalny prąd siatki osłonnej:

$$I_{os} = \frac{P_e}{0,4 U_e} - I_a = \frac{25}{0,4 \cdot 500} - 0,1 = 0,025 \text{ A}.$$

Sprawność całkowita lampy w tych warunkach:

$$\eta_c = \frac{P_2}{U_a I_a + U_e I_{os}} = \frac{135}{210 + 500 \cdot 0,025} \cong 0,6.$$

Maksymalne dodatnie napięcie siatkowe [równanie (182)]:

$$|(+v_s)_{\max}| = \frac{J_{am}}{S} + \frac{U_e}{K_1} - U_{so} = \frac{370}{1,5} + \frac{500}{6,3} - 40 = 286 \text{ V}.$$

Ujemne napięcie siatkowe [równanie (184)] wynosi (bez uwzględnienia poprawki):

$$|U'_s| = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} + \frac{U_e}{K_1} = \frac{370}{1,5} \cdot 0,35 + \frac{500}{6,3} = 166 \text{ V}.$$

Z uwzględnieniem poprawki byłoby:

$$|U_s| = 166 - 40 = 126 \text{ V}.$$

Amplituda napięcia wzbudzającego musi więc wynosić:

$$|V'_{zm}| = |U_s| + |(+v_s)_{\max}| = 126 + 286 = 412 \text{ V},$$

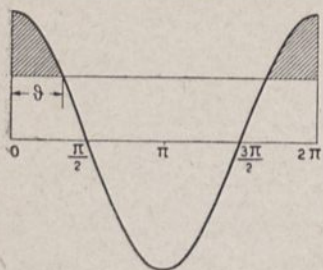
lub z uwzględnieniem poprawki:

$$V_{zm} = 412 \text{ V}.$$

W tych granicach obiera się praktyczne wartości  $U_s$  i  $V_{zm}$ .

## 11. Zawartość harmoniczných w generatorze. Powielanie częstotliwości.

Zgodnie z teorią Fouriera krzywą prądu w generatorze lampowym można rozłożyć na szereg harmoniczných. Dla przeprowadzenia tej analizy najdogodniej jest obrać początek układu tak, aby oś rzędnych przechodziła przez wierzchołek sinusoidy (rys. 94), dzięki czemu krzywą prądu anodowego wyrazić można w postaci:



Rys. 94.

$$i_a = \frac{J_{am}}{1 - \cos \vartheta} (\cos x - \cos \vartheta). \quad (a)$$

Według wzorów (5) i (6)<sup>1)</sup> funkcję tę można rozłożyć na harmoniczne o amplitudach:

$$a_n = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{J_{am}}{1 - \cos \vartheta} \left[ \int_0^{\vartheta} (\cos x - \cos \vartheta) \sin nx \, dx + \int_{2\pi - \vartheta}^{2\pi} (\cos x - \cos \vartheta) \sin nx \, dx \right], \quad (b)$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{J_{am}}{1 - \cos \vartheta} \left[ \int_0^{\vartheta} (\cos x - \cos \vartheta) \cos nx \, dx + \int_{2\pi - \vartheta}^{2\pi} (\cos x - \cos \vartheta) \cos nx \, dx \right]. \quad (c)$$

Równanie (b) w podanych granicach całkowania daje zero, równanie zaś (c) daje w wyniku<sup>2)</sup>:

<sup>1)</sup> Patrz tom I, dodatek I.

<sup>2)</sup> Przeliczenia:

$$\begin{aligned} & a) \int (\cos x - \cos \vartheta) \sin nx \, dx = \int \sin nx \cos x \, dx - \cos \vartheta \int \sin nx \, dx = \\ & = \left| -\frac{1}{2(n+1)} \cos(n+1)x - \frac{1}{2(n-1)} \cos(n-1)x + \frac{\cos \vartheta}{n} \cos nx \right|_{0, 2\pi - \vartheta}^{\vartheta, 2\pi} = 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & b) \int (\cos x - \cos \vartheta) \cos nx \, dx = \int \cos nx \cos x \, dx - \cos \vartheta \int \cos nx \, dx = \\ & = \left| \frac{1}{2(n-1)} \sin(n-1)x + \frac{1}{2(n+1)} \sin(n+1)x - \frac{\cos \vartheta}{n} \sin nx \right|_{0, 2\pi - \vartheta}^{\vartheta, 2\pi} = \\ & = \frac{\sin(n-1)\vartheta}{n-1} + \frac{\sin(n+1)\vartheta}{n+1} - \frac{2}{n} \sin n\vartheta \cos \vartheta = 2 \frac{\sin n\vartheta \cos \vartheta - n \cos n\vartheta \sin \vartheta}{n(n^2 - 1)}. \end{aligned}$$



$$b_n = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{J_{am}}{1 - \cos \vartheta} \cdot \frac{\sin n \vartheta \cos \vartheta - n \cos n \vartheta \sin \vartheta}{n(n^2 - 1)}. \quad (192)$$

Z równania (192) dla  $n=0$  (składowa stała  $\alpha_0$ ) i dla  $n=1$  (składowa o częstotliwości podstawowej  $\alpha_1$ ) otrzymuje się wyrażenia nieoznaczone, które po rozwiązaniu sprowadzają się do równań (148) i (150), wyprowadzonych inną drogą w § 3.

Dla wyższych harmonicznych otrzymuje się z równania (192) wprost po podstawieniu odpowiednich wartości na  $n$ :

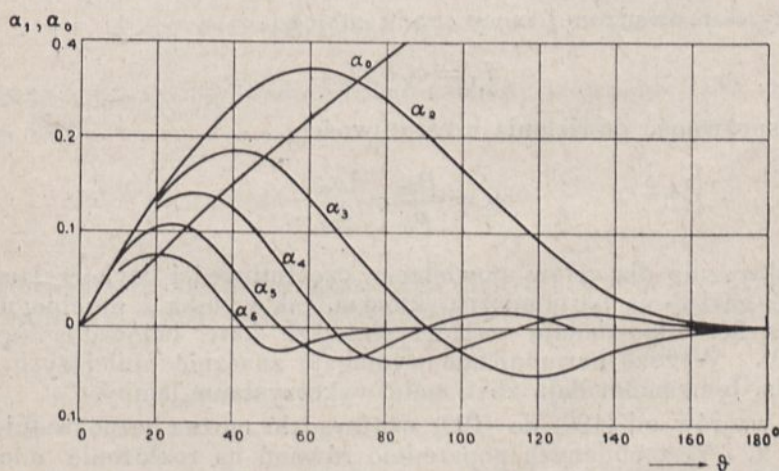
$$\alpha_2 = \frac{\sin 2\vartheta \cos \vartheta - 2 \cos 2\vartheta \sin \vartheta}{3\pi(1 - \cos \vartheta)} = \frac{2}{3\pi} \cdot \frac{\sin^3 \vartheta}{1 - \cos \vartheta}, \quad (193)$$

$$\alpha_3 = \frac{\sin 3\vartheta \cos \vartheta - 3 \cos 3\vartheta \sin \vartheta}{12\pi(1 - \cos \vartheta)} = \frac{2}{3\pi} \cdot \frac{\sin^3 \vartheta \cos \vartheta}{(1 - \cos \vartheta)}, \quad (194)$$

$$\alpha_4 = \frac{\sin 4\vartheta \cos \vartheta - 4 \cos 4\vartheta \sin \vartheta}{30\pi(1 - \cos \vartheta)}. \quad (195)$$

i t. d.

Przebieg tych funkcji jest podany na rys. 95. Jak widać, amplitudy harmonicznych przy pewnych kątach  $\vartheta$  są dość znaczne.



Rys. 95.

Należy tu podkreślić, że obliczenie harmonicznych na podstawie charakterystyk prostolinijnych jest bardzo niedokładne i może dać tylko orientacyjne dane co do charakteru zjawiska. Różnice wywołane przez krzywoliniowość charakterystyk, są tem większe, im wyższy jest rząd harmonicznej.

W normalnym układzie generatorowym dzięki znacznej ostrości rezonansu obwodu wyjściowego harmoniczne są zwarte, tak iż praktycznie wydziela się w obwodzie tylko moc prądu o częstotliwości podstawowej.

Jednakże, nastroiwszy obwód wyjściowy na odpowiednią harmoniczną i dobrawszy kąt ładowania, odpowiadający maksymalnej wartości tej harmonicznej, można osiągnąć powielanie częstotliwości ze sprawnością względnie dużą.

Wówczas, analogicznie do przypadku nastrojenia obwodu na częstotliwość podstawową, będzie:

$$J_{nm} = \alpha_n J_{am}, \quad (196)$$

$$V_{nm} = \xi U_a.$$

Stąd, przy oporze zastępczym dostrojonym do rezonansu z harmoniczną, t. j. przy;

$$R_{zn} = \frac{V_{nm}}{J_{nm}} = \frac{\xi}{\alpha_n} \cdot \frac{U_a}{J_{am}}, \quad (197)$$

moc użyteczna harmonicznego będzie:

$$P_{2n} = \frac{V_{nm} J_{nm}}{2} = \frac{\xi \alpha_n}{2} U_a J_{am}. \quad (198)$$

Przy doprowadzonej mocy prądu stałego:

$$P_1 = \alpha_o U_a J_{am},$$

daje to sprawność powielania częstotliwości:

$$\eta_n = \frac{P_{2n}}{P_1} = \frac{\xi \alpha_n}{2 \alpha_o}. \quad (199)$$

Praktycznie dla celów powielania częstotliwości wykorzystuje się jedynie 2-gą i 3-cią harmoniczną, którym, jak wynika z przebiegu krzywych rys. 95, odpowiadają najkorzystniejsze kąty ładowania  $\vartheta_2 = 60^\circ$  i  $\vartheta_3 \cong 40^\circ$ . Wyższe harmoniczne wymagają znacznie mniejszych kątów ładowania, temsamem dają zbyt małe wykorzystanie lampy.

Do wzorów od (196) do (199) wprowadzić można bezpośrednio wartości na  $\alpha_o$  i  $\alpha_n$  z podanych poprzednio równań na rozłożenie odcinków kosinusoidy jedynie w przypadku, gdy oddziaływanie napięcia anodowego na prąd anodowy jest bardzo słabe, a więc w przypadku lamp z siatką osłonową lub triod o dużym współczynniku amplifikacji. Zastrzeżenie to jest oczywiste, skoro się zważy, że przebieg napięcia anodowego ma inną częstotliwość, niż napięcie wzbudzające, co pociąga za sobą odkształcenie krzywej prądu. Polega ono na tem, że rzędne krzywej poza wierzchołkiem kosinusoidy są większe, a nawet w pewnych punktach mogą przekroczyć wartość wierzchołkową  $J_{am}$ , przez co krzy-

wa otrzymuje charakter wklęsły, podobnie jak przy nadmiernym prądzie siatkowym (patrz rys. 102).

Jak dowodzi szczegółowa analiza zjawiska <sup>1)</sup>, przebieg krzywej prądu znacznie odbiega od sinusoidy, gdy wyrażenie:

$$\tau = \frac{K V_{sm}}{4 V_{zm}} \quad (200)$$

jest mniejsze od jedności, jest natomiast praktycznie sinusoidalny, gdy:

$$\tau > 1,5,$$

co prawie zawsze jest spełnione, gdy lampa ma duży współczynnik amplifikacji i pracuje przy znacznym ujemnym napięciu, a temsamem przy małym  $\vartheta$ .

## 12. Podwajanie częstotliwości.

W przypadku podwajania częstotliwości prąd anodowy jest funkcją napięć zmiennych:

$$\begin{aligned} v_s &= V_{sm} \cos \omega t, & \text{czyli} & & v'_s &= V_{sm} \cos \omega t - U_s, \\ v_z &= V_{zm} \cos 2\omega t, & \text{czyli} & & v_a &= U_a - V_{zm} \cos 2\omega t, \end{aligned}$$

co, podstawione do ogólnego równania lampy [równanie (139) tego rozdziału], daje:

$$i_a = S \left[ V_{sm} \cos \omega t - U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K} - \frac{V_{zm}}{K} \cos 2\omega t \right]. \quad (201)$$

Równanie to można przekształcić, wiedząc, że przy  $\omega t = \vartheta$  prąd anodowy staje się równy zeru. Otrzymuje się dla tej wartości równanie:

$$i_a = S \left[ V_{sm} \cos \vartheta - U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K} - \frac{V_{zm}}{K} \cos 2\vartheta \right] = 0, \quad (a)$$

które odjęte od (201) daje wyrażenie na prąd anodowy w postaci:

$$i_a = S \left[ V_{sm} (\cos \omega t - \cos \vartheta) - \frac{V_{zm}}{K} (\cos 2\omega t - \cos 2\vartheta) \right],$$

<sup>1)</sup> Patrz A. I. Berg, Lampowyje gienieratory, wyd. II część I str. 251 i następne.

lub, po prostym przekształceniu<sup>1)</sup>:

$$i_a = \frac{2 S V_{zm}}{K} \left[ 2 \tau (\cos \omega t - \cos \vartheta) - (\cos^2 \omega t - \cos^2 \vartheta) \right], \quad (b)$$

przyczem

$$\tau = \frac{K V_s}{4 V_{zm}}.$$

Z równania (b) można znaleźć wartość prądu w wierzchołku krzywej,  $J_{am}$ , podstawiając  $\omega t = 0$ . Wartość ta wynosi:

$$\begin{aligned} J_{am} &= \frac{2 S V_{zm}}{K} \left[ 2 \tau (1 - \cos \vartheta) - (1 - \cos^2 \vartheta) \right] = \\ &= \frac{2 V_{zm}}{\rho} \left[ 2 \tau (1 - \cos \vartheta) - (1 - \cos^2 \vartheta) \right]. \end{aligned} \quad (202)$$

Dzieląc wyrażenie (b) przez równanie (202), dochodzi się do równania prądu anodowego w podwajaczu częstotliwości, wprowadzając  $\omega t = x$ ,

$$\begin{aligned} i_a &= J_{am} \frac{2 \tau (\cos x - \cos \vartheta) - (\cos^2 x - \cos^2 \vartheta)}{2 \tau (1 - \cos \vartheta) - (1 - \cos^2 \vartheta)} = \\ &= J_{am} \frac{(\cos x - \cos \vartheta) - \frac{\cos^2 x - \cos^2 \vartheta}{2 \tau}}{1 - \cos \vartheta - \frac{1 - \cos^2 \vartheta}{2 \tau}}. \end{aligned} \quad (203)$$

Równanie to, pozwala obliczyć — sposobem zastosowanym w § 3 dla częstotliwości podstawowej — składową stałą prądu anodowego:

$$I_a = \frac{1}{\pi} \int_0^{\vartheta} i_a dx,$$

oraz amplitudę drugiej harmonicznej:

$$J_{2m} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\vartheta} i_a \cos 2x dx.$$

Przeliczenia te prowadzą do równań<sup>2)</sup>:

1) Podstawia się:  $\cos 2\alpha = 2 \cos^2 \alpha - 1$  i wyciąga się przed nawias  $\frac{V_{zm}}{2K}$ .

2) Według A. I. Berga, Lampowyje gienieratory, str. 255—256.

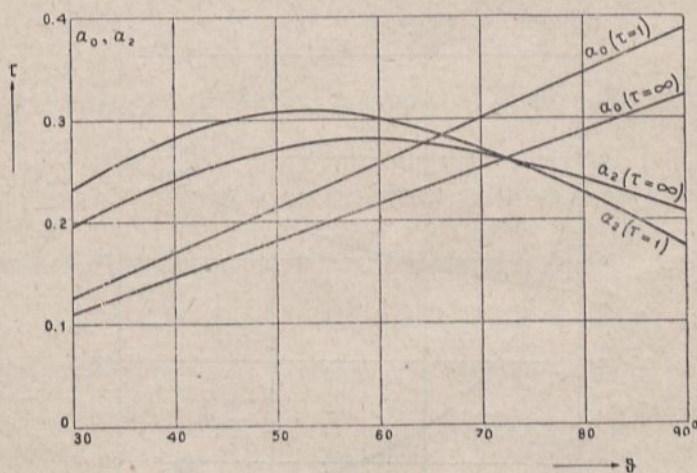
$$\alpha_o = \frac{I_a}{J_{am}} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\sin \vartheta - \vartheta \cos \vartheta + \frac{2 \vartheta \cos 2 \vartheta - \sin 2 \vartheta}{8 \tau}}{1 - \cos \vartheta - \frac{1 - \cos 2 \vartheta}{4 \tau}}, \quad (204)$$

oraz:

$$\alpha_2 = \frac{J_{2m}}{J_{am}} = \frac{1}{3 \pi} \cdot \frac{2 \sin^3 \vartheta + \frac{1}{8 \tau} (1,5 \sin 4 \vartheta - 6 \vartheta)}{1 - \cos \vartheta - \frac{1 - \cos 2 \vartheta}{4 \tau}}. \quad (205)$$

Przy  $\tau = \infty$  (praktycznie przy  $\tau > 1,5$ ) wyrazy, w których skład wchodzi ten czynnik, można pominąć i równania (204) i (205) sprowadzają się do prostych postaci równań (148) i (193).

Zależność współczynników  $\alpha_o$  i  $\alpha_2$  przy  $\tau = 1$  i  $\tau = \infty$  podają krzywe rys. 96 (według A. I. Berga).



Rys. 96.

Podobnie jak dla częstotliwości podstawowej (§ 5) można znaleźć dla drugiej harmonicznej oporność równoważną lampy.

Uwzględniając zależności:

$$V_{zm} = J_{2m} R_z, \quad S = \frac{K}{\rho},$$

$$J_{2m} = \alpha_2 J_{am},$$

oblicza się z równania (202)<sup>1)</sup>:

$$J_{zm} = \frac{\frac{1 - \cos \vartheta}{1 - \cos 2\vartheta} K V_{sm}}{\frac{\rho}{\alpha_2(1 - \cos 2\vartheta)} + R_z} = \frac{\frac{1}{2(1 + \cos \vartheta)} K V_{sm}}{\frac{\rho}{\alpha_2(1 - \cos 2\vartheta)} + R_z} = \frac{K V'_{sm}}{\rho' + R_z}. \quad (206)$$

Z równania (206) wynika że:

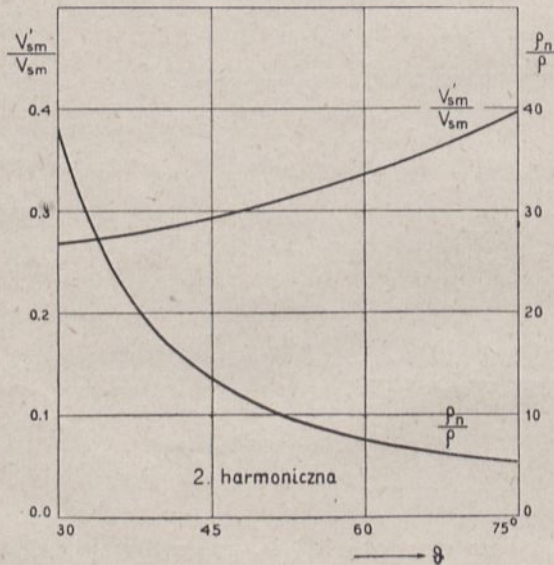
- a) zastępcze napięcie wzbudzające podwajacza częstotliwości wynosi:

$$V'_{sm} = \frac{1}{2(1 + \cos \vartheta)} V_{sm}, \quad (207)$$

- b) oporność równoważna dla prądu zmiennego:

$$\rho_n = \frac{\rho}{\alpha_2(1 - \cos 2\vartheta)}. \quad (208)$$

Przebieg tych funkcji wyrażają krzywe rys. 97.



Rys. 97.

<sup>1)</sup> Stosuje się przekształcenia:

$$2(1 - \cos^2 \vartheta) = 2 \sin^2 \vartheta = 1 - \cos^2 \vartheta$$

oraz:

$$1 - \cos^2 \vartheta = (1 + \cos \vartheta)(1 - \cos \vartheta).$$

Jak wynika z przebiegu krzywych rys. 96, najkorzystniejsze warunki pracy dla podwajacza częstotliwości leżą między  $\vartheta = 60^\circ$  a  $\vartheta = 40^\circ$  (średnio około  $50^\circ$ ), co pociąga za sobą konieczność stosowania o wiele wyższych napięć wzbudzających, niż w normalnym generatorze.

*Przykład.*

Lampa Marconi MT 12 ma dane:  $U_a = 2000 V$ ,  $P_a = 200 W$ ,  $K = 25 V/V$ ,  $\rho = 15000 \Omega$ , ( $S = 1,67 mA/V$ ),  $I_{ns} = 450 mA$ ,  $U_{ao} \cong 600 V$ .

Przeliczyć warunki pracy tej lampy jako podwajacza częstotliwości, obierając  $\vartheta = 50^\circ$  oraz  $J_{am} = I_{ns} = 0,45 A$ .

Z równania (142) można znaleźć współczynnik wykorzystania napięcia anodowego, przyjmując  $n = 2,5$ :

$$\xi = 1 - \frac{1}{U_a} \left( \frac{J_{am}}{S} + \frac{U_{ao}}{K} \right) \frac{nK}{n+K} = 1 - \frac{1}{2000} \left( \frac{450}{1,67} + \frac{600}{25} \right) \frac{2,5 \cdot 25}{2,5+25} \cong 0,67.$$

Temsamem  $V_{zm} = 2000 \cdot 0,67 = 1340 V$ .

Maksymalne dodatnie napięcie siatki według równania (141 a) wynosi:

$$(+v_s)_{\max} = (1 - \xi) \frac{U_a}{n} \cong 0,33 \frac{2000}{2,5} \cong 265 V.$$

Ujemne napięcie siatkowe, zgodnie z równaniem (163) powinno wynosić<sup>1)</sup>:

$$U_s = - \left( \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} + \frac{U_a}{K} \right) = - \left( \frac{450}{1,67} \cdot 1,8 + \frac{2000}{25} \right) = - 565 V.$$

A zatem amplituda napięcia wzbudzającego:

$$V_{sm} = |(+v_s)_{\max}| + |U_s| = 265 + 565 = 830 V.$$

Można teraz sprawdzić wielkość  $\tau$  z równania (200):

$$\tau = \frac{K V_{sm}}{4 V_{zm}} = \frac{25 \cdot 830}{4 \cdot 1340} = 3,87 > 1,5.$$

Wobec tego można obliczyć współczynniki  $\alpha_o$  i  $\alpha_2$  według wzorów uproszczonych. Z krzywych rys. 96 dla  $\tau = \infty$  wynika dla  $\vartheta = 50^\circ$ :

$$\alpha_o = 0,18, \quad \alpha_2 = 0,27.$$

Stąd sprawność będzie:

$$\eta = \xi \frac{\alpha_2}{2\alpha_o} = 0,67 \frac{0,27}{0,36} \cong 0,5.$$

<sup>1)</sup> Wielkość  $\frac{\cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta}$  bierze się z rys. 90.

Przy prądzie nasycenia 450 mA maksymalna amplituda drugiej harmonicznej może wynosić:

$$J_{2m} = \alpha_2 J_{am} = 0,27 \cdot 450 = 120 \text{ mA}.$$

Stąd otrzyma się moc użyteczną:

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{2m}}{2} = \frac{1340 \cdot 0,120}{2} \cong 80 \text{ W}.$$

Wobec tego, że przy sprawności równej 0,5, moc stracona w lampie jest równa mocy użytecznej, będzie:

$$P_a = P_2 = 80 \text{ W} < 200 \text{ W},$$

a moc doprowadzona wyniesie:

$$P_1 = P_a + P_2 = 160 \text{ W}.$$

Odpowiada temu średni prąd anodowy:

$$I_a = \frac{P_1}{U_a} = \frac{160}{2000} = 0,08 \text{ A} = 80 \text{ mA},$$

co zgadza się z równaniem:

$$I_a = \alpha_0 J_{am} = 0,18 \cdot 450 \cong 80 \text{ mA}.$$

Na podstawie równania (197) opór zastępczy obwodu rezonansowego, nastrojonego na drugą harmoniczną częstotliwości napięcia wzbudzającego, musi być równy:

$$R_z = \frac{V_{zm}}{J_{2m}} = \frac{1340}{0,120} \cong 11000 \Omega.$$

Podwajacz w obranych tu warunkach będzie pracował jak wzmacniacz, wzbudzany napięciem podwójnej częstotliwości o amplitudzie [równanie (207)]:

$$V'_{sm} = \frac{V_{sm}}{2(1 + \cos \vartheta)} = \frac{830}{3,4} \cong 240 \text{ V}.$$

### 13. Potrajanie częstotliwości.

W przypadku potrajania częstotliwości:

$$v_s = V_{sm} \cos \omega t, \quad \text{czyli } v'_s = V_{sm} \cos \omega t - U_s,$$

$$v_z = V_{zm} \cos 3\omega t, \quad \text{czyli } v_a = U_a - V_{zm} \cos 3\omega t,$$



co daje równanie lampy:

$$i_a = S \left[ V_{sm} \cos \omega t - U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K} - \frac{V_{zm}}{K} \cos 3 \omega t \right]. \quad (a)$$

W podobny sposób, jak w podwajaczu częstotliwości, otrzymuje się tu:

$$i_a = S V_{sm} \left[ (\cos \omega t - \cos \vartheta) - \frac{V_{zm}}{K V_{sm}} (\cos 3 \omega t - \cos 3 \vartheta) \right], \quad (b)$$

$$J_{am} = S V_{sm} \left[ (1 - \cos \vartheta) - \frac{V_{zm}}{K V_{sm}} (1 - \cos 3 \vartheta) \right], \quad (209)$$

co, po podzieleniu stronami pierwszego z tych równań przez drugie, daje:

$$i_a = J_{am} \frac{(\cos \omega t - \cos \vartheta) - \frac{V_{zm}}{K V_{sm}} (\cos 3 \omega t - \cos 3 \vartheta)}{(1 - \cos \vartheta) - \frac{V_{zm}}{K V_{sm}} (1 - \cos 3 \vartheta)}. \quad (210)$$

Po wykonaniu odpowiednich całkowań otrzymuje się<sup>1)</sup> z tego równania współczynniki  $\alpha_o$  i  $\alpha_3$  w postaci:

$$\alpha_o = \frac{I_a}{J_{am}} = \frac{\sin \vartheta - \vartheta \cos \vartheta - \frac{V_{zm}}{3 K V_{sm}} (\sin 3 \vartheta - 3 \vartheta \cos 3 \vartheta)}{\pi \left[ 1 - \cos \vartheta - \frac{V_{zm}}{K V_{sm}} (1 - \cos 3 \vartheta) \right]}, \quad (211)$$

$$\alpha_3 = \frac{J_{3m}}{J_{am}} = \frac{\frac{2}{3} \sin^3 \vartheta \cos \vartheta - \frac{V_{zm}}{6 K V_{sm}} (6 \vartheta - \sin 6 \vartheta)}{\pi \left[ 1 - \cos \vartheta - \frac{V_{zm}}{K V_{sm}} (1 - \cos 3 \vartheta) \right]}. \quad (212)$$

Wyrażenia te dla

$$\phi = \frac{V_{zm}}{K V_{sm}} \ll 1$$

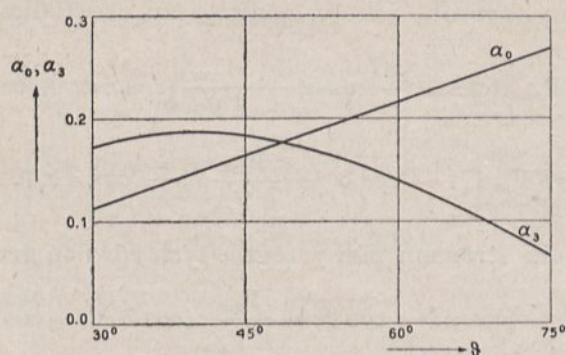
sprowadzają się do postaci odpowiadających generatorowi pracującemu na częstotliwości podstawowej:

$$\alpha_o = \frac{\sin \vartheta - \vartheta \cos \vartheta}{\pi (1 - \cos \vartheta)}, \quad (148)$$

$$\alpha_3 = \frac{2 \sin^3 \vartheta \cos \vartheta}{3 \pi (1 - \cos \vartheta)}. \quad (194)$$

<sup>1)</sup> Berg l. c., str. 265 ÷ 268.

Przebiegi funkcji  $\alpha_0$  i  $\alpha_3$  dla  $\psi = \frac{V_{zm}}{K V_{sm}} = 0$  są podane na rys. 98. Napięcie wzbudzające i oporność równoważną potrójacza częstotliwości



Rys. 98.  
(Krzywe dla  $\psi = 0$ ).

można obliczyć z równań (207) i (208) w podobny sposób, jak to wykonano dla podwójacza. A mianowicie podstawiając:

$$V_{zm} = J_{3m} R_z,$$

$$J_{3m} = \alpha_3 J_{am},$$

otrzymuje się:

$$J_{3m} = \frac{K V'_{sm}}{\rho' + R_z} = \frac{\frac{1 - \cos \vartheta}{1 - \cos 3 \vartheta} K V_{sm}}{\frac{\rho}{\alpha_3 (1 - \cos 3 \vartheta)} + R_z}, \quad (213)$$

skąd wynika:

$$V'_{sm} = \frac{1 - \cos \vartheta}{1 - \cos 3 \vartheta} V_{sm}, \quad (214)$$

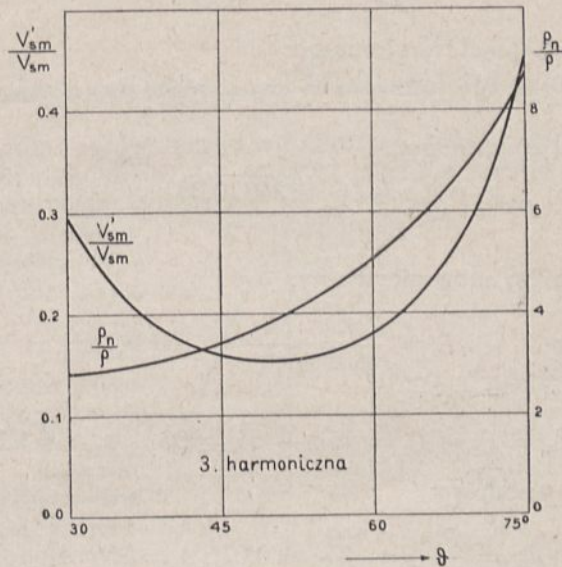
$$\rho_n = \frac{\rho}{\alpha_3 (1 - \cos 3 \vartheta)}. \quad (215)$$

Przebieg tych funkcji wyrażają krzywe rys. 99.

Najkorzystniejszy kąt ładowania dla potrojenia częstotliwości leży, jak widać z krzywych rys. 98, około  $40^\circ$ . Jednakże przy tak małym kącie napięcie wzbudzające i, co zatem idzie, straty wzbudzenia są tak znaczne, że raczej stosuje się kąty nieco większe, rzędu  $50^\circ$ .

Przykład.

Przeliczona w poprzednim paragrafie lampa *MT12* ma pracować jako potrajacz częstotliwości przy kącie  $\vartheta = 45^\circ$ .



Rys. 99.

Współczynnik wykorzystania napięcia anodowego przyjmuje się, jak poprzednio,  $\xi = 0,67$ . Temsamem pozostają:

$$V_{2m} = 1340 \text{ V} \quad (+v_s)_{\max} = 265 \text{ V},$$

natomiast ujemne napięcie siatkowe:

$$U_s = - \left( \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} + \frac{U_a}{K} \right) = - \left( \frac{450}{1,67} 2,4 + \frac{2000}{25} \right) \cong - 730 \text{ V}.$$

Stąd amplituda napięcia wzbudzającego:

$$V_{sm} = 265 + 730 \cong 1000 \text{ V}.$$

Stosunek charakterystyczny wynosi:

$$\psi = \frac{V_{zm}}{K V_{sm}} = \frac{1340}{25 \cdot 1000} \cong 0,054 \ll 1,$$

można więc stosować wzory przybliżone (148) i (194) dla obliczenia wielkości  $\alpha_0$  i  $\alpha_3$ . Wielkości te można wziąć również z rys. 98 dla  $\psi = 0$ .

Znajdujemy:

$$\alpha_0 \cong 0,16, \quad \alpha_3 \cong 0,18.$$

Stąd:

$$\eta_1 = \xi \frac{\alpha_3}{2\alpha_0} = 0,67 \frac{0,18}{0,32} = 0,36.$$

Amplituda napięcia zmiennego:

$$J_{3m} = \alpha_3 J_{am} = 0,18 \cdot 0,450 = 0,081 \text{ A} = 81 \text{ mA}.$$

Moc prądu zmiennego:

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{3m}}{2} = \frac{1340 \cdot 0,081}{2} = 54 \text{ W},$$

a odpowiadająca jej moc pierwotna:

$$P_1 = \frac{P_2}{\eta_1} = \frac{54}{0,36} = 150 \text{ W}.$$

Stąd obciążenie anody:

$$P_a = P_1 - P_2 = 150 - 54 \cong 96 \text{ W} < 200 \text{ W}.$$

Stały prąd anodowy:

$$I_a = \frac{P_1}{U_a} = \frac{150}{2000} = 0,075 \text{ A} = 75 \text{ mA}.$$

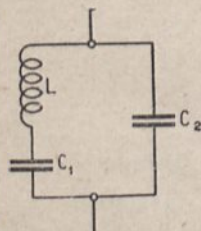
Opór zastępczy obwodu rezonansowego nastrojonego na 3 harmoniczną:

$$R_z = \frac{V_{zm}}{J_{3m}} = \frac{1340}{0,081} \cong 16500 \Omega.$$

Równoważne napięcie wzbudzające [równanie (214)]:

$$V'_{sm} = V_{sm} \frac{1 - \cos \vartheta}{1 - \cos 3\vartheta} = 1000 \frac{0,293}{1,707} \cong 170 \text{ V}.$$

Ważną sprawą w potrajaczu częstotliwości jest tłumienie częstotliwości podstawowej. Jednym ze sposobów jest zastosowanie obwodu wyjściowego podanego na rys. 100. W obwodzie tym gałąź indukcyjna jest nastrojona do rezonansu z częstotliwością podstawową t. j.:



Rys. 100.

$$\omega L - \frac{1}{\omega C_1} = 0. \quad (216)$$

Pozatem obwód ten musi spełnić warunki:

$$3\omega L - \frac{1}{3\omega} \left( \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right) = 0, \quad (217)$$

oraz

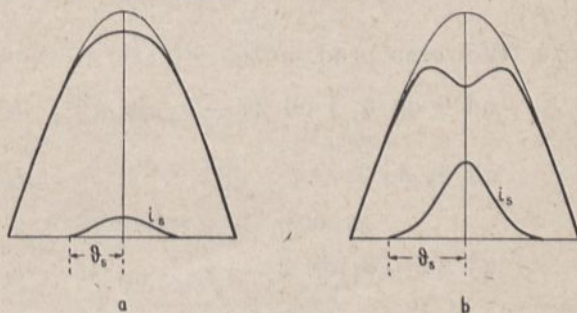
$$\frac{1}{9 \omega^2 C_2^2} = R_z. \quad (218)$$

Mając równania (216), (217) i (218), można znaleźć wielkości  $L$ ,  $C_1$  i  $C_2$  obwodu.

#### 14. Wzmacniacz pracujący impulsami spłaszczonymi.

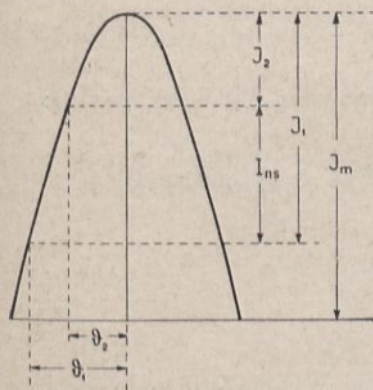
Z chwilą, gdy impulsy prądu anodowego przekroczą górne zakrzywienie charakterystyki dla  $v_{a \min}$ , krzywa prądu z powodu upływu prądu siatkowego początkowo spłaszcza się u wierzchołka, a przy dalszym wzroście prądu siatki w miejsce wierzchołka wykazuje wgłębienie (rys. 101 a i b).

Chociaż w lampach nowoczesnych przy wzbudzeniu obcem naogół można osiągnąć należyte ich wykorzystanie, unikając nadmiernego wzrostu prądu siatkowego, to jednakże przy wzbudzeniu własnym, szczególnie gdy opór upływowy siatki jest mały, łatwo może nastąpić wgłębienie wierzchołka.



Rys. 101.

Dlatego też pewne zaznajomienie się z tym zjawiskiem jest bardzo ważne dla należytego zrozumienia zjawisk zachodzących w generatorze lampowym.



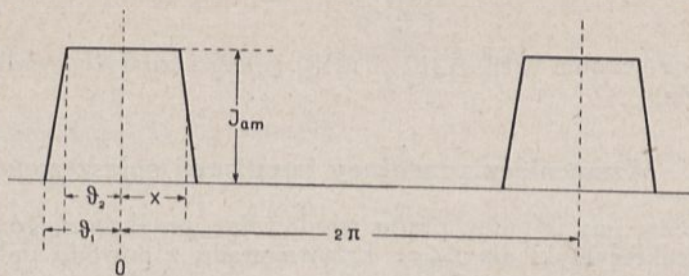
Rys. 102.

Krzywą rys. 101 b można sprowadzić do sinusoidy, odciętej u góry i u dołu (rys. 102), jednakże z dostatecznym dla celów technicznych przybliżeniem można ją zastąpić przez trapez (rys. 103), którego dolną podstawę stanowi kąt  $2\varphi_1$ , odpowiadający podwójnemu kątowi ładowania przy impulsie sinusoidalnym, a górną podstawę—kąt  $2\varphi_2$ , charakteryzujący ścięcie wierzchołka sinusoidy przez prąd siatkowy (kąt ścięcia). Wysokością trapezu jest prąd  $J_{am}$ .

Składową stałą tego rodzaju prądu łatwo znaleźć jako powierzchnię trapezu podzieloną przez  $2\pi$ :

$$I_a = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2\pi} J_{am} = \alpha_0 J_{am} = \alpha_0 I_{ns}. \quad (219)$$

Składowe zmienne zaś daje analiza harmoniczných krzywej, do którego to celu najdogodniej jest obrać początek układu w środku tra-



Rys. 103.

pezu. Wówczas prąd można wyrazić równaniami:

$$\text{od } 0 \text{ do } \vartheta_2 \text{ i od } 2\pi - \vartheta_2 \text{ do } 2\pi . \quad i_a = J_{am}, \quad (\text{a})$$

$$\text{od } \vartheta_2 \text{ do } \vartheta_1 \quad . . . . . \quad i_a = \frac{\vartheta_1 - x}{\vartheta_1 - \vartheta_2} J_{am}, \quad (\text{b})$$

$$\text{od } 2\pi - \vartheta_1 \text{ do } 2\pi - \vartheta_2 \quad . . . . . \quad i_a = \frac{x - (2\pi - \vartheta_1)}{\vartheta_1 - \vartheta_2} J_{am}. \quad (\text{c})$$

Krzywa ta jest symetryczna względem osi rzędnych, można więc wykonać całkowanie dla jednej tylko połówki. Ponadto, jak łatwo sprawdzić, zawiera ona tylko składowe kosinusoidalne, które daje całka:

$$b_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} i_a \cos nx \, dx,$$

przybierająca po podstawieniu wartości  $i_a$  z równań (a) i (b), postać:

$$b_n = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{J_{am}}{\vartheta_1 - \vartheta_2} \left[ (\vartheta_1 - \vartheta_2) \int_0^{\vartheta_2} \cos nx \, dx + \vartheta_1 \int_{\vartheta_2}^{\vartheta_1} \cos nx \, dx + \int_{\vartheta_2}^{\vartheta_1} x \cos nx \, dx \right].$$

Po wykonaniu całkowania w oznaczonych granicach<sup>1)</sup> dochodzi się do równania:

<sup>1)</sup>  $\int x \cos nx \, dx = \frac{x \sin nx}{n} + \frac{\cos nx}{n^2} + C.$

$$b_n = \frac{2}{n^2} \cdot \frac{\cos n \vartheta_2 - \cos n \vartheta_1}{\vartheta_1 - \vartheta_2} \cdot \frac{J_{am}}{\pi}. \quad (220)$$

Stąd otrzymuje się współczynnik amplitudy o częstotliwości podstawowej:

$$\alpha_1 = \frac{J_{zm}}{J_{am}} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\cos \vartheta_2 - \cos \vartheta_1}{(\vartheta_1 - \vartheta_2)}, \quad (221)$$

który w połączeniu z  $\alpha_0$  pozwala obliczyć moc pierwotną i wtórna oraz sprawność generatora pracującego impulsami spłaszczeniemi.

Moc doprowadzona:

$$P_1 = \alpha_0 U_a J_{am} = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2\pi} U_a J_{am}, \quad (222)$$

a moc użyteczna:

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \frac{\cos \vartheta_2 - \cos \vartheta_1}{\pi (\vartheta_1 - \vartheta_2)} \xi U_a J_{am}. \quad (223)$$

Sprawność zaś zgodnie z równaniem (153) wynosi:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \xi \frac{\alpha_1}{2\alpha_0} = \xi \frac{2(\cos \vartheta_2 - \cos \vartheta_1)}{\vartheta_1^2 - \vartheta_2^2}. \quad (224)$$

Na rys. 104 podane są wykresy współczynników  $\alpha_0$  i  $\alpha_1$  oraz stosunku  $\frac{\alpha_1}{\alpha_0}$  dla różnych wartości  $\vartheta_2$  w zależności od  $\vartheta_1$ .

Napięcie wzbudzające niezbędne dla osiągnięcia przebiegu spłaszczonego można obliczyć z rys. 105, z którego wynika:

$$|V_{sm} \cos \vartheta_2| = |U_{s_2} + U_{s_1} + (+v_s)_{\max}|.$$

Podstawiając  $U_{s_2} = V_{sm} \cos \vartheta_1$ , można łatwo obliczyć, podstawiając  $U_{s_1}$  z równania (162 a) i  $(+v_s)_{\max}$  z równania (144 a):

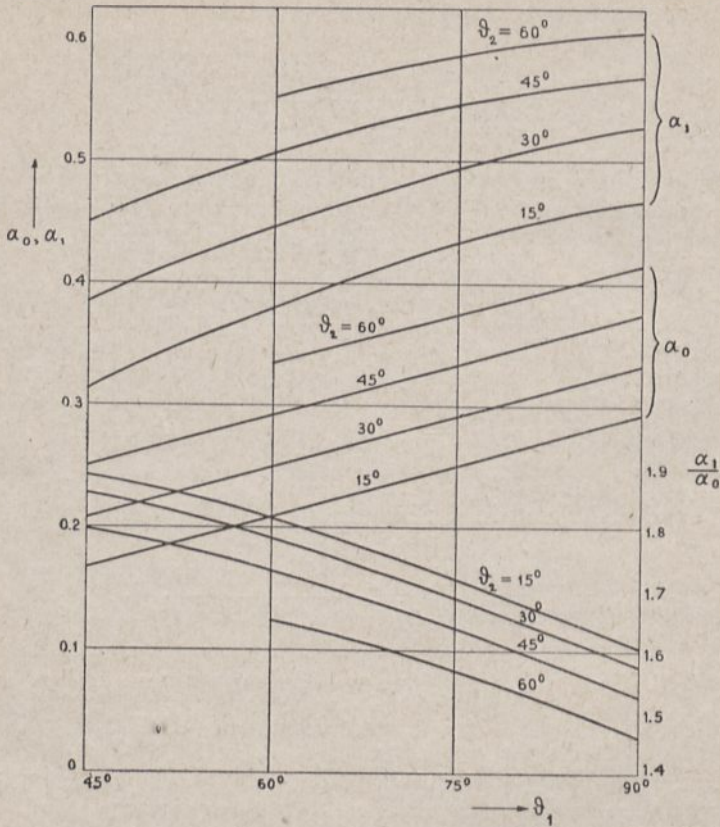
$$V_{sm} = \frac{1}{\cos \vartheta_2 - \cos \vartheta_1} \left( \frac{I_{ns}}{S} + \frac{U_a}{K} \right). \quad (225)$$

Ujemne napięcie siatkowe oblicza się z równań (162) lub (163), podstawiając za  $\vartheta$  kąt  $\vartheta_1$ .

#### Przykład.

Lampa TA 7/700 (rys. 84) ma pracować przy kącie ładowania  $\vartheta_1 = 60^\circ$  i kącie ścięcia  $\vartheta_2 = 30^\circ$ .

Dane lampy:  $I_{ns}=0,5 A$ ,  $U_a=7000 V$ ,  $P_a=400 W$ ,  $K=75 V/V$ ,  $S=2 mA/V$ ,  
 $U_{so}=70 V$ .



Rys. 104.

Dla kątów  $\phi_1$  i  $\phi_2$  znajduje się:

$$\phi_1 \cong 0,333 \pi, \cos \phi_1 = 0,5, \quad \phi_2 \cong 0,166 \pi, \cos \phi_2 = 0,866.$$

Odpowiadają im współczynniki (rys. 104):

$$\alpha_0 = 0,25, \quad \alpha_1 = 0,445.$$

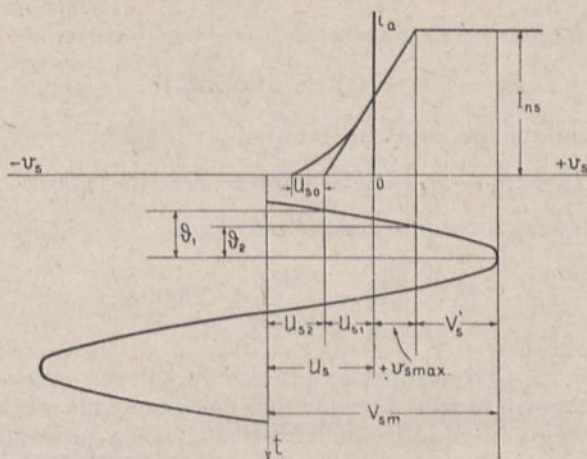
Napięcie wzbudzające [równanie (225)]:

$$V_{sm} = \frac{1}{\cos \phi_2 - \cos \phi_1} \left( \frac{U_a}{K} + \frac{I_{ns}}{S} \right) = \frac{1}{0,366} \left( \frac{7000}{75} + \frac{500}{2} \right) \cong 940 V.$$



Ujemne napięcie siatkowe z równania (163):

$$U_s = - \left( \frac{\cos \vartheta_1}{1 - \cos \vartheta_1} \frac{I_{ns}}{S} \cdot + \frac{U_a}{K} \right) = - \left( 1 \cdot \frac{500}{2} + \frac{7000}{75} \right) \cong -345 V.$$



Rys. 105.

Wobec tego najwyższa wartość dodatnia napięcia siatkowego:

$$(+v'_s)_{\max} = 940 - 345 = 595 V.$$

Przyjmując, że generator będzie pracował w warunkach wzbudzenia krytycznego, otrzymuje się amplitudę napięcia zmiennego w obwodzie anodowym:

$$V_{zm} = U_a - V_{sm} = 7000 - 595 \cong 6400,$$

i odpowiadający jej współczynnik wykorzystania:

$$\xi = \frac{V_{zm}}{U_a} = \frac{6400}{7000} \cong 0,9.$$

Sprawność układu:

$$\eta = \xi \frac{\alpha_1}{2\alpha_0} = 0,9 \cdot \frac{0,445}{2 \cdot 0,25} = 0,8.$$

Składowa stała prądu anodowego:

$$I_a = \alpha_0 I_{ns} = 0,25 \cdot 500 = 125 mA.$$

Składowa zmienna o częstotliwości podstawowej:

$$J_{zm} = \alpha_1 I_{ns} = 0,445 \cdot 500 \cong 222 \text{ mA}.$$

Moc pierwotna:

$$P_1 = U_a I_a = 7000 \cdot 0,125 = 875 \text{ W}.$$

Moc wtórna:

$$P_2 = \eta P_1 = 0,8 \cdot 875 = 700 \text{ W}.$$

Moc wydzielona na anodzie lampy:

$$P_a = P_1 - P_2 = 875 - 700 = 175 \text{ W} < 400 \text{ W}.$$

Opór zastępczy obwodu rezonansowego:

$$R_z = \frac{V_{zm}}{J_{zm}} = \frac{6400}{0,222} \cong 29000 \Omega.$$

Jak widać z przeliczonego przykładu, praca przy spłaszczonym wierzchołku krzywej prądu pozwala osiągnąć znacznie większą sprawność obwodu anodowego. Jednakże należy liczyć się z poważnym wzrostem strat w obwodzie siatkowym, a więc ze znacznie większym obciążeniem stopnia wzbudzającego.

## 15. Zachowanie się generatora rozstrojonego.

Jeżeli obwód rezonansowy wzmacniacza pracującego przy stałej wartości napięcia wzbudzającego jest rozstrojony, wywołuje to następujące skutki:

1) opór zastępczy zmniejsza się, wskutek czego moc użyteczna maleje i pogarsza się sprawność układu, co pociąga za sobą przeciążenie anody,

2) przesunięcie faz między prądem anodowym i napięciem wzbudzającym sprawia, że impuls prądu znacznie odbiega od odcinka sinusoidy, co ma duży wpływ na zawartość harmonicznych w prądzie dostarczanym przez wzmacniacz.

Ze zjawisk tych najdonioślejsze jest przeciążenie anody. Pojawia się ono przy tym mniejszym rozstrojeniu, im ostrzejsza jest krzywa rezonansu obwodu. Dlatego też w urządzeniach, zawierających obwody o dużym współczynniku przebiegu, należy liczyć się z możliwością przeciążenia anody przy nieznacznych nawet niedokładnościach w nastrojeniu, należy więc dobrać lampy z dostatecznym zapasem obciążalności anody.

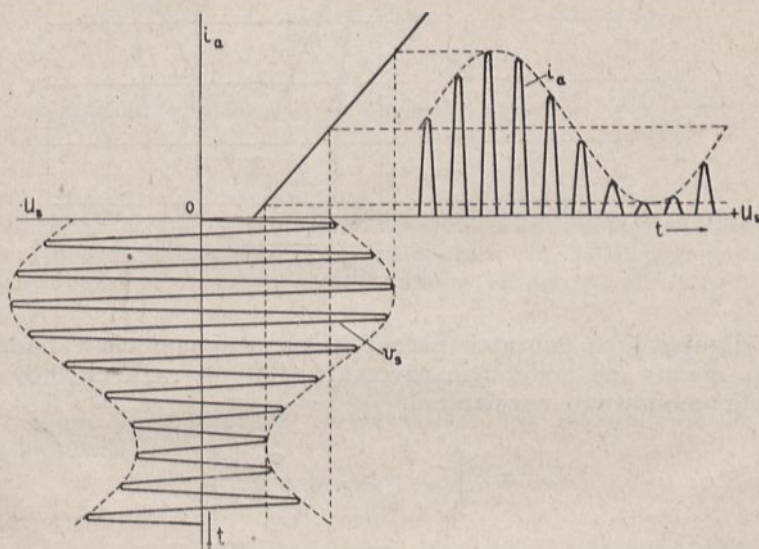
W układach wielostopniowych, aby uniknąć niebezpieczeństwa uszkodzenia lamp w czasie strojenia układu, należy przewidzieć możliwość dostrajania obwodów przy zmniejszonym napięciu anodowym. Ten środek ostrożności jest tem bardziej konieczny, im większa jest moc generatora.

## 16. Wzmacniacz prądów modulowanych.

Podstawowym warunkiem, stawianym wzmacniaczom prądów modulowanych telefonicznie, jest *wierność odtwarzania obwiedni modulacji*. Wzmacniacz, pracujący odcinkami nawet niespłaszczonymi sinusoid, spełnia ten warunek tylko w szczególnym przypadku, jak tego dowodzi następujące rozumowanie:

Chwilową amplitudę prądu modulowanego sinusoidalnie (rys. 106) można wyrazić równaniem (150):

$$J_{zm} = \alpha_1 J_{am} = \frac{\vartheta - \sin \vartheta \cos \vartheta}{\pi (1 - \cos \vartheta)} J_{am}. \quad (a)$$



Rys. 106.

Jeżeli amplituda napięcia wzbudzającego jest modulowana sinusoidalnie (patrz rys. 89):

$$V_{sm} = (1 + m \sin pt) V_{so} = (1 + m \sin pt) \frac{U_{s_2}}{\cos \vartheta_0}, \quad (b)$$

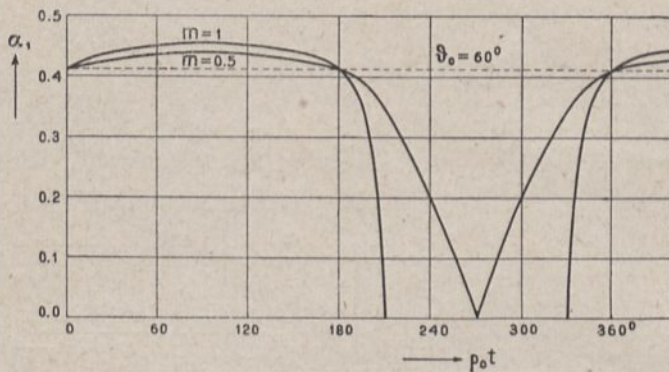
gdzie  $V_{so} = \frac{U_{s_2}}{\cos \vartheta_0}$  jest amplitudą napięcia nośnego, a  $\vartheta_0$  kątem ładowania odpowiadającym temu napięciu, to kąt ładowania przy zmiennej amplitudzie napięcia wzbudzającego można określić zależnością:

$$\cos \vartheta = \frac{U_{s_2}}{V_{sm}} = \frac{\cos \vartheta_0}{1 + m \sin pt} = \varphi(pt). \quad (226)$$

Kąt ładowania przy modulowanym napięciu wzbudzającym jest więc wielkością zmienną, zależną od przebiegu modulacji, a temsamem i współczynnik amplitudy podstawowej  $\alpha_1$ , jest również funkcją przebiegu modulacji:

$$\alpha_1 = f(pt). \quad (227)$$

Wykresy tej funkcji dla  $\vartheta = 60^\circ$  i dla wartości  $m = 0,5$  i  $m = 1$  są podane na rys. 107.



Rys. 107.

Przyjmując jako początek układu oś krzywej napięcia wzbudzającego (rys. 106), można na podstawie równania (139), wyrazić chwilowe amplitudy prądu anodowego równaniem:

$$J_{am} = S \left[ V_{sm} - U_{s_2} + \frac{v_{a \min}}{K} \right],$$

skąd, po podstawieniu z równania (226) wartości:

$$U_{s_2} = \frac{\cos \vartheta_0}{1 + m \sin pt} V_{sm}$$

oraz po uwzględnieniu zależności (b):

$$V_{sm} = (1 + m \sin pt) V_{so},$$

otrzymuje się:

$$\begin{aligned} J_{am} &= S \left[ (1 - \cos \vartheta_0 + m \sin pt) V_{so} + \frac{v_{a \min}}{K} \right] = \\ &= S \left[ (1 - \cos \vartheta_0) \left( 1 + \frac{m}{1 - \cos \vartheta_0} \sin pt \right) V_{so} + \frac{v_{a \min}}{K} \right] \end{aligned} \quad (228)$$

Pomijając, dla większej przejrzystości, człon  $\frac{v_{a \min}}{K}$ , można wyrazić amplitudę składowej zmiennej prądu anodowego wzmacniacza prądów modulowanych w postaci przybliżonej:

$$J_{zm} \cong \alpha_1 J_{ao} \left[ 1 + \frac{m}{1 - \cos \vartheta_o} \sin pt \right], \quad (229)$$

jeżeli przyjąć, że:

$$J_{ao} = S V_{so} (1 - \cos \vartheta_o).$$

Dyskusja równania (229) dowodzi, że przede wszystkim następuje  *pogłębienie modulacji*, wyrażone współczynnikiem:

$$m' = \frac{m}{1 - \cos \vartheta_o}, \quad (230)$$

które wywołuje przemodulowanie z chwilą, gdy  $m$  przekracza wartość krytyczną:

$$m = 1 - \cos \vartheta_o. \quad (230 a)$$

Następnie, wobec tego, że  $\alpha_1$  nie jest wielkością stałą, lecz zmienia się z przebiegiem modulacji, do równania na przebieg modulacyjny wchodzi, zamiast amplitudy prądu nośnego, wielkość zmienna:

$$\alpha_1 J_{ao} = J_{ao} f(pt), \quad (231)$$

będąca źródłem dodatkowych zniekształceń.

Wreszcie, przy ścisłych rozważaniach, nie można pominąć wpływu napięcia anodowego:

$$\frac{v_{a \min}}{K} = \frac{U_a - J_{zm} R_z}{K},$$

które, o ile  $J_{zm}$  nie zmienia się sinusoidalnie, również ma przebieg niesinusoidalny.

Na rys. 108 a i b są podane przykłady przebiegów prądu modulowanego przy  $\vartheta_o = 60^\circ$  i głębokości modulacji  $m = 0,5$  oraz  $m = 1$ . Jak widać z nich, bardziej szkodliwy wpływ na jakość modulacji ma pogłębienie modulacji, niż zmienność współczynnika  $\alpha_1$ . Dla uwydatnienia zniekształceń, wywołanych zmiennością współczynnika  $\alpha_1$ , wykreślono na rys. 108 a i b linią przerywaną obwiednie sinusoidalne.

Wpływy zniekształcające znikają dla wartości  $\vartheta_o = 90^\circ$ . Wówczas bowiem niema pogłębienia modulacji, gdyż zgodnie z równaniem (230):

$$m' = m,$$

a temsamem niema i obawy przemodulowania w stopniu wzmacniającym. Przy tej wartości kąta ładowania, zgodnie z równaniem (226):

$$\cos \vartheta = 0 = \text{const.}$$

Stąd wniosek, że warunek nieskażonego wzmocnienia przebiegów modulowanych ze znaczną sprawnością, a więc warunek stawiany wzmacniaczowi typu B, spełnia jedynie

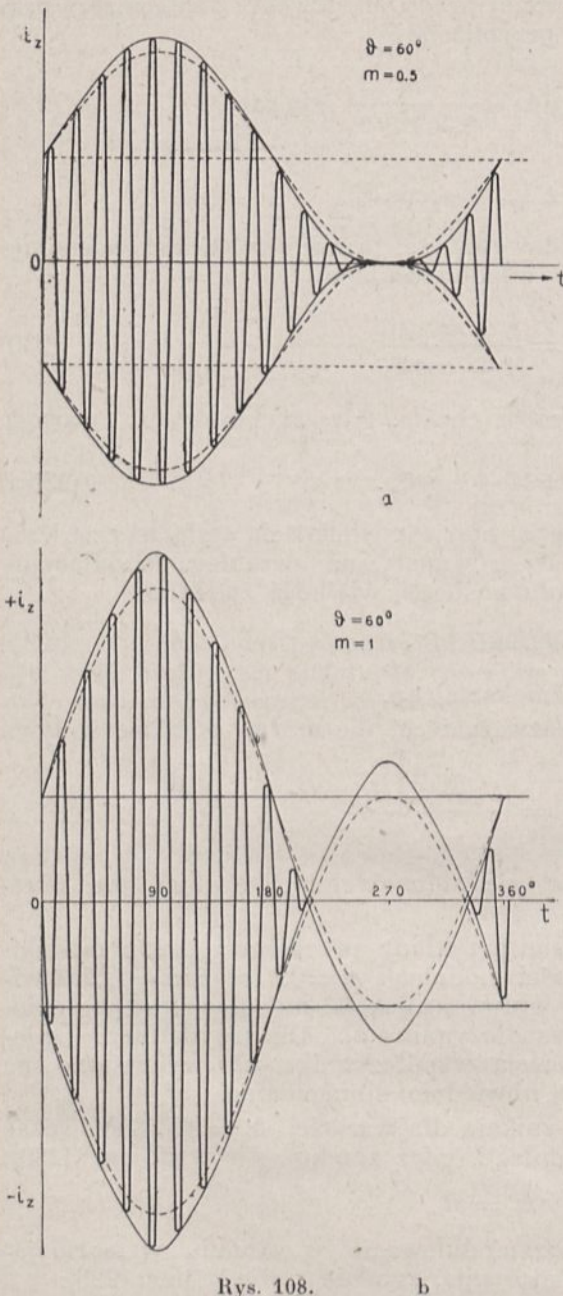
$$\text{kąt } \vartheta = \frac{\pi}{2}.$$

Spełniony tu być musi i drugi jeszcze warunek, a mianowicie warunek niewkraczania w górne zakrzywienia charakterystyk prądu anodowego.

Rozważania poprzednie, odnoszące się do wzmacniacza typu B, ściśle są jedynie przy założeniu charakterystyk prostolinijnych. W warunkach rzeczywistych nieuniknione są pewne zniekształcenia, wprowadzone przez dolne zakrzywienie charakterystyk. Są one jednak nieznaczne wobec poprzednio rozpatrzonych. W praktyce, wobec tego, że najpoważniejszym źródłem zniekształceń jest przemodulowanie, wywołane przez pogłębienie modulacji, można, ze względu na niemożność idealnego spełnienia warunku  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ , ra-

czej odchylić się w kierunku kątów nieznacznie większych od  $90^\circ$ .

Sprowadza się to w eksploatacji do tego, że prąd spoczynkowy  $I_{a0}$ , płynący przez lampę w stanie niewzbudzonej, utrzymuje się na wartości raczej nieco większej, niż odpowiadającej na charakterystyce punktowemu przecięciu się stycznej z osią odciętych (rys. 109). Od właściwego wyboru początkowego punktu pracy, otrzymanego przez właściwe nastawie-

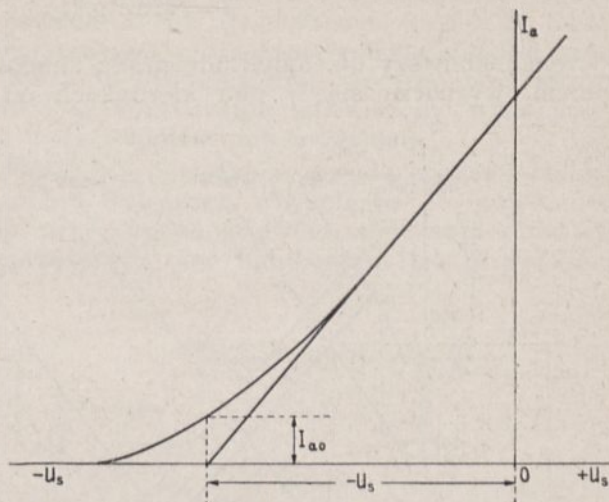


Rys. 108. b

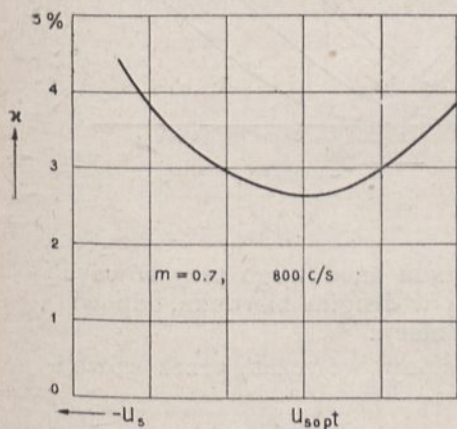
nie ujemnego napięcia siatkowego (pobieranego zawsze z obcego źródła),

zależy w dużym stopniu czystość wzmacnienia. W jakim stopniu początkowe napięcie siatki wpływa na współczynnik chrypienia przebiegu modulacyjnego, wskazuje krzywa rys. 110 a (według pomiarów firmy C. Lorenz w Berlinie).

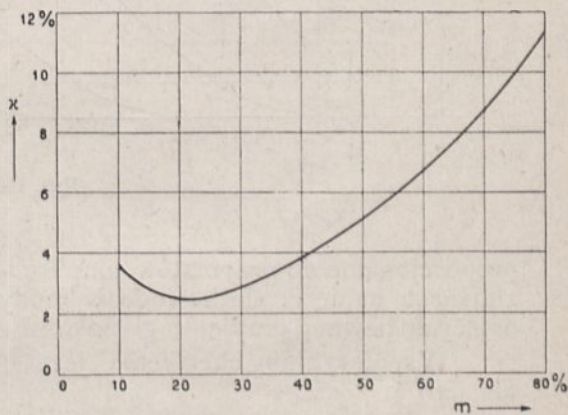
Zniekształcenia rosną przy zwiększeniu głębokości modulacji napięcia wzbudzającego, gdyż w miarę wzrostu maksymalnej amplitudy przebiegi wchodzą coraz bardziej w zakres zakrzywienia charakterystyk. Charakterystyczne jednakże jest to, że przy pewnej głębokości modulacji występuje minimum zniekształceń (rys. 110 b — charakte-



Rys. 109.



a



b

Rys. 110.

rystyka zdjęta na jednej ze starszych stacji radjofonicznych w Polsce)

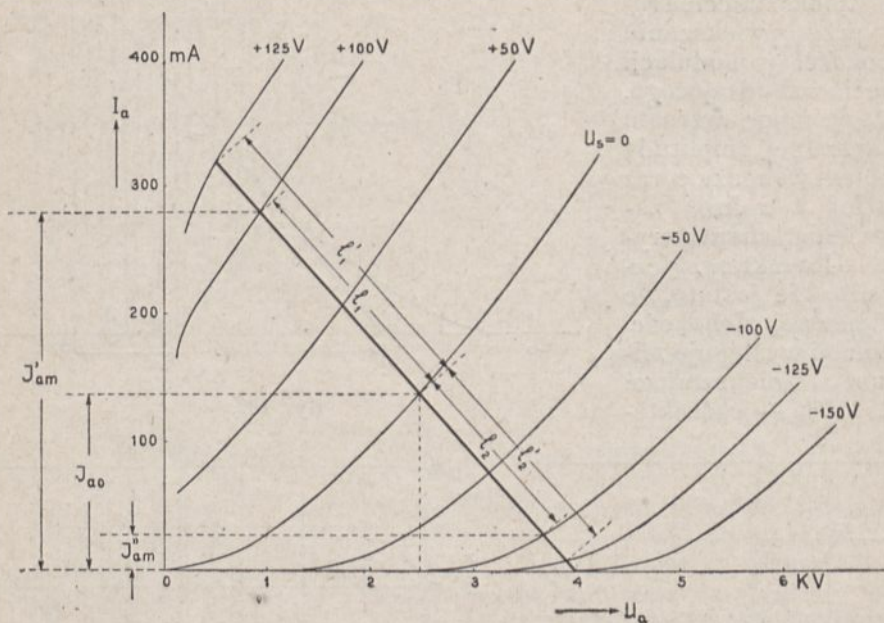
#### *Zniekształcenie amplitudy przebiegu modulującego.*

Zniekształcenie amplitudy przebiegu modulującego sprawdzić można w sposób analogiczny, jak dla wzmacnienia typu A. A mianowicie,

wyznaczywszy w układzie charakterystyk  $I_a = f(U_a)$  (rys. 111) początkowy punkt pracy  $P$ , kreśli się prostą spadku napięcia pod kątem

$$\beta = \text{arc ctg } R_z,$$

poczem, ustalwszy np. amplitudę prądu anodowego w stanie niemodulowanym, wyznacza się w obu kierunkach od punktu  $P$  odcinki  $l_1$  i  $l_2$ ,



Rys. 111.

proporcjonalne do przyrostów amplitudy prądu anodowego przy równych zmianach napięcia siatkowego w jednym i w drugim kierunku, odpowiadających pewnej przyjętej głębokości modulacji.

Współczynnik chrypienia jest określony wówczas] przez [równanie (98)<sup>1)</sup>:

$$\kappa = \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - \frac{l_2}{l_1}}{1 + \frac{l_2}{l_1}}.$$

Najmniejsza, największa i średnia amplituda prądu anodowego mają więc w przypadku wzmacniacza prądów modulowanych to samo znaczenie, co dla wzmacniacza typu A prądy  $J_{a \max}$ ,  $J_{a \min}$  oraz  $I_a$ .

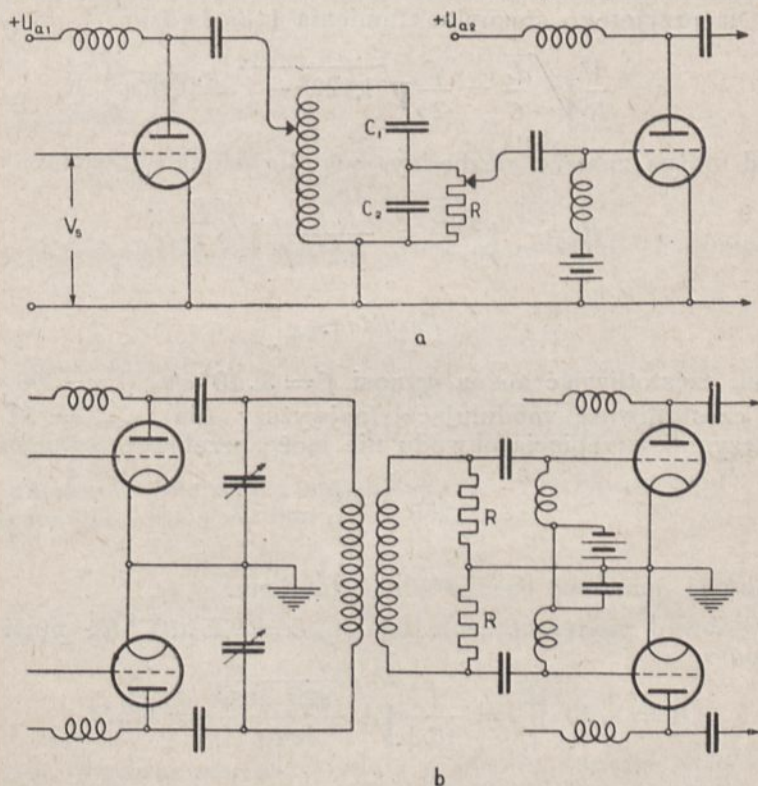
<sup>1)</sup> Patrz rozdział III, § 15, str. 99.



### Zniekształcenie częstotliwości.

Bardzo ważne jest dla właściwego działania wzmacniacza prądów modulowanych, aby nie powodował on demodulacji wyższych tonów modulujących<sup>1)</sup>, co jest równoznaczne ze zniekształceniem częstotliwości przesyłanego przebiegu. Może to być osiągnięte jedynie pod warunkiem, że obwód rezonansowy ma dostatecznie spłaszczony wierzchołek krzywej rezonansu, a więc mały współczynnik przebiecia.

Osiąga się to przez dodatkowe obciążenie obwodu oporami rzeczywistymi, które albo mogą być załączone równoległe do pojemności obwodu rezonansowego (np. przy pojemnościowym sprzężeniu z następnym stopniem), albo też sprzężone z nim indukcyjnie, jak to pokazano na rys. 112 a i b.



Rys. 112.

W obu układach zmierza się do tego samego celu: aby w obwód rezonansowy wprowadzić opór, który na tyle spłaszczyłby wierzchołek krzywej rezonansu, żeby zniekształcenie częstotliwości dla wartości

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 169.

skrajnych nie przekraczało pewnej granicy, np. 1 db, co odpowiada stosunkowi amplitud  $J_r/J = 1,122$ .

Dopuszczalny współczynnik przepięcia jest wówczas określony równaniem <sup>1)</sup>:

$$\sigma = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{2\varepsilon} \sqrt{\left(\frac{J_r}{J}\right)^2 - 1}, \quad (232)$$

przyczem procentowe rozstrojenie wynosi:

$$\varepsilon = \frac{\nu}{f},$$

gdzie  $\nu$  jest największą częstotliwością modulującą, a  $f$  częstotliwością nośną. Dla przyjętego stosunku tłumienia 1 db będzie:

$$\sigma = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{f}{2\nu} \sqrt{1,122^2 - 1} = 0,255 \frac{f}{\nu}. \quad (232 a)$$

Stąd można znaleźć niezbędny opór dla danego obwodu:

$$R = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\nu}{0,255 f} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (232 b)$$

*Przykład.*

Jeżeli częstotliwość nośna wynosi  $f = 3 \cdot 10^5$  c/s, ( $\lambda = 1000$  m) a największa częstotliwość modulująca (najwyższy ton)  $\nu_{\max} = 5 \cdot 10^3$  c/s, to współczynnik przepięcia obwodu nie może przekraczać wartości:

$$\sigma = 0,255 \frac{3 \cdot 10^5}{5 \cdot 10^3} = 15,3,$$

a więc obwód musi być bardzo silnie tłumiony.

Gdy obwód zawiera  $C = 3 \cdot 10^{-10}$  F,  $L = 925 \cdot 10^{-6}$  H, musi on posiadać opór:

$$R = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{15,3} \sqrt{\frac{925 \cdot 10^{-6}}{3 \cdot 10^{-10}}} = 115 \Omega.$$

## 17. Projektowanie wzmacniacza modulowanego.

Przy projektowaniu wzmacniacza modulowanego jako punkt wyjścia odbiera się *moc szczytową* albo obciążalność anody. Moc szczytowa jest to moc odpowiadająca dodatniej amplitudzie przebiegu modulacyjnego.

<sup>1)</sup> Patrz Tom I, str. 20, równanie (8).

Tę moc szczytową można przyjąć jako równą maksymalnej mocy telegraficznej, pod warunkiem, że przy tej mocy niema jeszcze wyraźnego spłaszczenia charakterystyki.

Moc szczytowa użyteczna wynosi:

$$P_{2m} = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \xi_m \frac{U_{am} J_{am}}{4}. \quad (233)$$

Jeżeli głębokość modulacji ma wynosić  $m$ , amplitudy prądu i napięcia zmiennego w spoczynku wynoszą:

$$\left. \begin{aligned} V_{zo} &= \frac{V_{zm}}{1+m} = \frac{\xi_m}{1+m} U_a = \xi_o U_a, \\ J_{zo} &= \frac{J_{zm}}{1+m} = \frac{J_{am}}{2(1+m)}, \end{aligned} \right\} \quad (234)$$

stąd moc użyteczna spoczynkowa:

$$P_{2o} = \frac{V_{zo} J_{zo}}{2} = \frac{\xi_m U_a J_{am}}{4(1+m)^2} = \frac{P_{2m}}{(1+m)^2}. \quad (233 a)$$

Średnia moc użyteczna, zgodnie z teorią modulacji<sup>1)</sup>, wynosi:

$$P_2 = P_{2o} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) = \frac{\xi_m U_a J_{am}}{4} \cdot \frac{1 + \frac{m^2}{2}}{(1+m)^2}. \quad (233 b)$$

Wobec tego, że  $\alpha_o = \frac{1}{\pi}$  jest stałe w ciągu całego przebiegu, średni prąd anodowy zmienia się sinusoidalnie. Moc pierwotna przy obciążeniu szczytowem wynosi zatem:

$$P_{1m} = U_a I_{am} = \frac{U_a J_{am}}{\pi}. \quad (235)$$

W stanie spoczynkowym natomiast moc pierwotna wynosi:

$$P_{1o} = U_a I_{ao} = \frac{U_a I_{am}}{1+m} = \frac{U_a J_{am}}{\pi(1+m)}. \quad (235 a)$$

Wobec tego, że wartość średnia prądu anodowego zmienia się sinusoidalnie, średnia wartość tych zmian jest równa zeru, a więc  $I_{ao} = I_a$ . Stąd moc pierwotna, doprowadzona w czasie modulacji, jest równa mocy doprowadzonej w spoczynku, czyli:

$$P_1 = P_{1o} = U_a I_a = \frac{U_a I_{am}}{1+m} = \frac{U_a J_{am}}{\pi(1+m)}. \quad (235 b)$$

<sup>1)</sup> Patrz Tom I, str. 172, równanie (171).

Z równań na moc pierwotną i wtórną wzmacniacza modulowanego można obliczyć jego sprawność.

Sprawność szczytowa wynika z równań (233) i (235):

$$\eta_m = \frac{P_{2m}}{P_{1m}} = \frac{\pi}{4} \xi_m. \quad (236)$$

Sprawność spoczynkowa z równań (233 a) i (235 a):

$$\eta_0 = \frac{P_{20}}{P_{10}} = \frac{\xi_m U_a J_{am}}{4(1+m)^2} : \frac{U_a J_{am}}{\pi(1+m)} = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\xi_m}{1+m} = \frac{\eta_m}{1+m}. \quad (236 a)$$

Wreszcie średnia sprawność w czasie modulacji [równania (233 b) i (235 b)]:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \left( \xi_m \frac{U_a J_{am}}{4} \cdot \frac{1 + \frac{m^2}{2}}{(1+m)^2} \right) : \frac{U_a J_{am}}{\pi(1+m)} = \left. \begin{aligned} &= \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\xi_m}{1+m} \left( 1 + \frac{m^2}{2} \right) = \eta_0 \left( 1 + \frac{m^2}{2} \right) = \eta_m \frac{1 + \frac{m^2}{2}}{1+m}. \end{aligned} \right\} \quad (236 b)$$

Jak widać z równań (236 a) i (236 b), sprawność spoczynkowa jest mniejsza od średniej sprawności w ciągu modulacji, z czego wniosek, że pod wpływem modulacji anoda lampy odciąża się.

Decydująca więc dla warunków eksploatacyjnych jest sprawność spoczynkowa, gdyż we wzmacniaczu modulowanym telefonicznie lampa przez dłuższe okresy czasu może biec jałowo.

Sprawność szczytowa, która, jak łatwo sprawdzić, jest maksymalną sprawnością w ciągu modulacji, ma w przypadku wzmocnienia prądów modulowanych znaczenie tylko teoretyczne, występuje ona bowiem tylko chwilowo. Jest to bowiem sprawność, którą mógłby osiągnąć wzmacniacz, gdyby pracował pełną mocą jako wzmacniacz telegraficzny.

Z równań na sprawność można obliczyć w jakich warunkach anoda lampy jest maksymalnie obciążona.

A mianowicie w spoczynku:

$$P_{ao} = P_{10} \left( \frac{1}{\eta_0} - 1 \right), \quad (a)$$

przy maksimum modulacji zaś:

$$P_{am} = P_1 \left( \frac{1}{\eta_m} - 1 \right) = P_{10} (1+m) \left[ \frac{1}{\eta_0 (1+m)} - 1 \right]. \quad (b)$$

Dzieląc stronami równanie (b) przez (a), otrzymuje się stosunek obciążenia anody przy maksimum modulacji do obciążenia anody w spoczynku:

$$\frac{P_{am}}{P_{ao}} = \frac{1+m}{\frac{1}{\eta_0} - 1} \left[ \frac{1}{\eta_0(1+m)} - 1 \right] = \frac{1 - \eta_0(1+m)}{1 - \eta_0} < 1. \quad (237)$$

Wobec tego, że wyrażenie (237) jest zawsze mniejsze od jedności, obciążenie spoczynkowe anody generatora modulowanego jest większe niż przy mocy maksymalnej.

Średnie obciążenie anody można obliczyć posługując się wyrażeniem na sprawność z równania (236 b):

$$P_a = P_1 \left( \frac{1}{\eta_1} - 1 \right) = P_1 \left[ \frac{1}{\eta_0 \left( 1 + \frac{m^2}{2} \right)} - 1 \right],$$

skąd łatwo znaleźć stosunek średniego obciążenia anody w stanie modulowanym do obciążenia anody w spoczynku jako:

$$\frac{P_a}{P_{ao}} = \frac{\frac{1}{\eta_1} - 1}{\frac{1}{\eta_0} - 1} = \frac{\frac{1}{1 + \frac{m^2}{2}} - \eta_0}{1 - \eta_0} < 1. \quad (238)$$

Jak widać, wielkość (238) jest zawsze mniejsza od jedności, skąd wypływa wniosek, że średnie obciążenie anody lampy w stanie modulowanym jest zawsze mniejsze, niż w spoczynku. A więc dla anody lampy we wzmacniaczu prądów modulowanych *krytyczny jest stan spoczynkowy*.

Aby lampa mogła pracować prawidłowo jako wzmacniacz prądów modulowanych, należy tak dobrać jego opór zewnętrzny, aby spełniony był warunek:

$$R_z = \frac{V_{zo}}{J_{zo}} = \frac{\xi_m U_a}{1+m} : \frac{J_{am}}{2(1+m)} = 2\xi_m \cdot \frac{U_a}{J_{am}} = \frac{V_{zm}}{J_{zm}}. \quad (239)$$

Jest to więc ten sam opór, który odpowiada najkorzystniejszym warunkom pracy przy wzmocnieniu telegraficznym<sup>1)</sup>.

#### Przykład.

Pentoda nadawcza Philips PC 1/50 ma pracować bez prądu siatki jako wzmacniacz prądów modulowanych z głębokością  $m = 0,9$ . Dane lampy:  $U_a = 1000 \text{ V}$ ,  $U_c = 300 \text{ V}$ ,  $P_a = 30 \text{ W}$ ,  $P_e = 10 \text{ W}$ ,  $K_1 = 3 \text{ V/V}$ ,  $S$  (z charakterystyk)  $= 1,75 \text{ mA/V}$ ,  $U_{so} \cong 0$ .

<sup>1)</sup> Patrz str. 147, wzór (154 b).

Należy obliczyć moc, jaką lampa może oddać w tych warunkach.  
Z równania:

$$i_a = S \left[ v'_s - U_{so} + \frac{U_c}{K_1} \right]$$

można obliczyć maksymalny prąd anodowy, osiągalny bez pojawienia się prądu siatki ( $v'_s = 0$ ):

$$J_{am} = 1,75 \frac{300}{3} = 175 \text{ mA},$$

czemu odpowiada maksymalna amplituda prądu zmiennego:

$$J_{zm} = \alpha_1 J_{am} = \frac{J_{am}}{2} = 87,5 \text{ mA}.$$

Maksymalny prąd anodowy w stanie niemodulowanym:

$$J_{ao} = \frac{J_{am}}{1 + m} = \frac{175}{1,9} = 92 \text{ mA},$$

czemu odpowiada amplituda składowej zmiennej:

$$J_{zo} = \alpha_1 J_{ao} = \frac{J_{ao}}{2} = \frac{92}{2} = 46 \text{ mA}.$$

Przyjmując  $\xi = 0,9$ , można obliczyć amplitudę napięcia zmiennego w stanie niemodulowanym:

$$V_{zo} = \frac{\xi U_a}{1 + m} = \frac{0,9 \cdot 1000}{1,9} \cong 470 \text{ V}.$$

Opór zastępczy obwodu rezonansowego musi więc wynosić:

$$R_z = \frac{V_{zo}}{J_{zo}} = \frac{470}{0,046} \cong 10000 \Omega.$$

Ujemne napięcie siatkowe niezbędne dla zrealizowania pracy przy  $\vartheta = 90^\circ$ :

$$U_s = - \left( \frac{U_c}{K_1} - U_{so} \right) = - \left( \frac{300}{3} \right) = -100 \text{ V}.$$

Stąd dopuszczalna maksymalna amplituda napięcia wzbudzającego:

$$|V_{sm}| = |U_s| = 100 \text{ V},$$

a amplituda napięcia siatkowego w stanie niemodulowanym:

$$V_{so} = \frac{V_{sm}}{1 + m} = \frac{100}{1,9} \cong 52 \text{ V}.$$

Średni prąd anodowy:

$$I_a = \frac{J_{ao}}{\pi} = \frac{92}{\pi} \cong 29 \text{ mA},$$

skąd moc pierwotna:

$$P_{1o} = P_1 = U_a I_a = 1000 \cdot 0,029 \cong 29 \text{ W}.$$

Moc wtórna w stanie niemodulowanym:

$$P_{2o} = \frac{V_{2o} J_{2o}}{2} = \frac{470 \cdot 0,046}{2} = 10,8 \text{ W},$$

a stąd sprawność w stanie niemodulowanym:

$$\eta_o = \frac{P_{2o}}{P_{1o}} = \frac{10,8}{29} \cong 0,37.$$

Moc wtórna szczytowa:

$$P_{2m} = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \frac{900 \cdot 0,0875}{2} \cong 39,5 \text{ W}.$$

Szczytowa moc pierwotna:

$$P_{1m} = \frac{U_a J_{am}}{\pi} = 1000 \frac{0,175}{\pi} \cong 55,5 \text{ W},$$

a więc sprawność szczytowa:

$$\eta_m = \frac{P_{2m}}{P_{1m}} = \frac{39,5}{55,5} = 0,71.$$

Średnia moc w ciągu modulacji:

$$P_2 = P_{2o} \left( 1 + \frac{m^2}{2} \right) = 10,8 \cdot 1,4 \cong 15 \text{ W},$$

a średnia sprawność:

$$\eta = \eta_o \left( 1 + \frac{m^2}{2} \right) = 0,37 \cdot 1,4 \cong 0,52.$$

Obciążenie anody wynosi:

a) w spoczynku:

$$P_{ao} = P_1 - P_{2o} = 29 - 10,8 = 18,2 \text{ W},$$

b) w chwili szczytu modulacji:

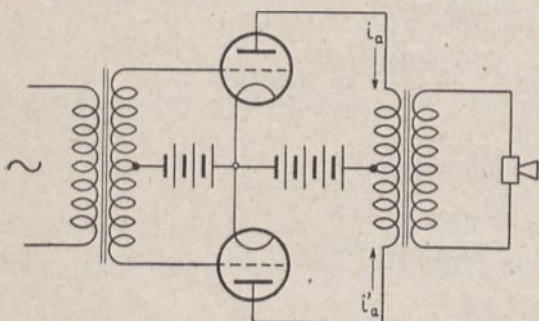
$$P_{am} = P_{1m} - P_{2m} = 55,5 - 39,5 = 16 \text{ W},$$

c) w ciągu modulacji:

$$P_a = P_1 - P_2 = 29 - 15 = 14 \text{ W}.$$

## 18. Wzmacniacz małej częstotliwości typu B.

W ostatnich latach zaczęto stosować wzmacniacze typu B również i do prądów małej częstotliwości, używając w tym celu układu przeciwsobnego (rys. 113). Układ przeciwsobny od dawna już był stosowany dla uniknięcia harmonicznych parzystych, wytworzonych przez dolne zakrzywienie charakterystyk. W układzie takim prądy anodowe o częstotliwości podstawowej, dostarczane przez obie lampy, są przesunięte względem siebie o  $180^\circ$  i, jeżeli układ jest zrównoważony, równe co do amplitudy. Prąd anodowy w jednej z lamp



Rys. 113.

można wyrazić w postaci ogólnej<sup>1)</sup>:

$$i_a = B_0 + A_1 \sin pt + A_3 \sin 3pt + \dots + B_2 \cos 2pt + B_4 \cos 4pt + \dots \quad (a)$$

w drugiej zaś:

$$i'_a = B_0 + A_1 \sin (pt + \pi) + A_3 \sin (3pt + 3\pi) + \dots \\ \dots + B_2 \cos (2pt + 2\pi) + B_4 \cos (4pt + 4\pi) + \dots \quad (b)$$

Jak widać z rys. 113, w obwodzie zasilającym anody lamp oba prądy sumują się, więc:

$$i''_a = i_a + i'_a = B_0 + A_1 \sin pt + A_3 \sin 3pt + \dots + B_2 \cos 2pt + B_4 \cos 4pt + \dots \\ \dots + B_0 + A_1 \sin (pt + \pi) + A_3 \sin (3pt + 3\pi) + \dots + B_2 \cos (2pt + 2\pi) + \\ + B_4 \cos (4pt + 4\pi) + \dots$$

<sup>1)</sup> Ponieważ prąd anodowy jest jednoznaczna funkcją napięcia siatki, więc, w założeniu sinusoidalnych zmian napięcia wzbudzającego, przebieg krzywej prądu anodowego będzie symetryczny względem prostej, przeprowadzonej przez ekstremum krzywej prądu równoległe do osi rzędnych, a więc przeprowadzonej w odległości  $\frac{\pi}{2} + 2\pi n$  od początku współrzędnych. Z szeregu Fouriera odpadają więc harmoniczne sinusoidalne parzyste oraz kosinusoidalne nieparzyste. (Przyp. kor.).



skąd, po uwzględnieniu, że:

$$\sin [x + (2n - 1) \pi] = - \sin x,$$

$$\cos [x + 2n \pi] = \cos x,$$

wynika:

$$i_a'' = 2 [B_0 + B_2 \cos 2 pt + B_4 \cos 4 pt + \dots] \quad (240)$$

Równanie to dowodzi, że we *wspólnym przewodzie zasilającym zni-  
ka prąd zmienny o częstotliwości podstawowej i wszystkie harmoniczne nie-  
parzyste, sumują się natomiast harmoniczne parzyste.*

Wobec tego, że o wartości składowej stałej prądu złożonego sta-  
nowią zawarte w nim harmoniczne parzyste, *prąd stały anodowy w ukła-  
dzie przeciwsobnym równa się sumie prądów stałych obu lamp.*

W obwodzie zaś zewnętrznym prądy obu lamp płyną w kierunkach  
przeciwnych, a więc prąd wypadkowy, przepływający przez opór ze-  
wnętrzny, jest różnicą obu prądów składowych.

Można wobec tego napisać:

$$i_z = i_a - i_a' = B_0 + A_1 \sin pt + A_3 \sin 3 pt + \dots + B_2 \cos 2 pt + B_4 \cos 4 pt + \dots \\ \dots - [B_0 + A_1 \sin (pt + \pi) + A_3 \sin (3 pt + 3 \pi) + \dots + B_2 (\cos 2 pt + 2 \pi) + \\ + B_4 \cos (4 pt + 4 \pi) + \dots]$$

skąd otrzymuje się:

$$i_z = 2 [A_1 \sin pt + A_3 \sin 3 pt + \dots]. \quad (241)$$

Z równania (241) wynika, że w obwodzie zewnętrznym *układu prze-  
ciwsobnego znoszą się harmoniczne parzyste prądu, dodają się natomiast  
harmoniczne nieparzyste.*

Jest to oczywiste, skoro się zważy, że zastosowanie układu prze-  
ciwsobnego zamienia krzywą niesymetryczną na symetryczną względem  
osi rzędnych. Krzywa taka, zgodnie z teorią Fouriera, nie może zawierać  
harmonicznych parzystych.

Wykres przebiegu wzmocnienia typu B na charakterystykach lamp  
podaje rys. 114, a krzywą wypadkową wynikającą z tego przebiegu  
krzywa III rys. 115.

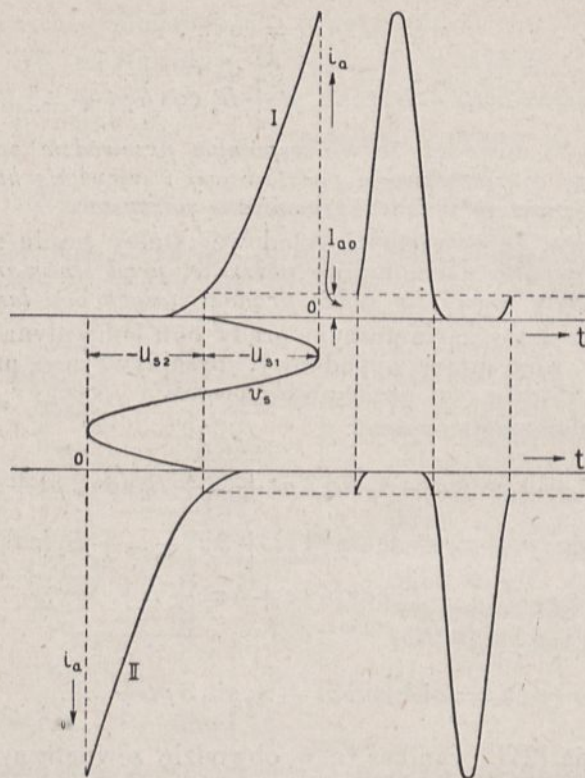
Zalety układu wzmocnienia przeciwsobnego są następujące:

a) wobec tego, że w pobliżu  $\vartheta = 90^\circ$  występują głównie harmo-  
niczne parzyste, układ przeciwsobny pozwala otrzymywać *wzmocnienie  
małej częstotliwości o minimalnych zniekształceniach ze sprawnością, prze-  
kraczającą w czasie pracy 50%.*

b) dalszą zaletą tego układu jest minimalny prąd spoczynkowy,  
podczas gdy we wzmacniaczu typu A prąd anodowy stale odpowiada  
wartości maksymalnego wzbudzenia.

c) wreszcie składowe stałe prądu anodowego obu lamp kompen-

sują się w uzwojeniach transformatora, dzięki czemu przebiegi wzmocnione nie ulegają asymetrycznym zniekształceniom.



Rys. 114.

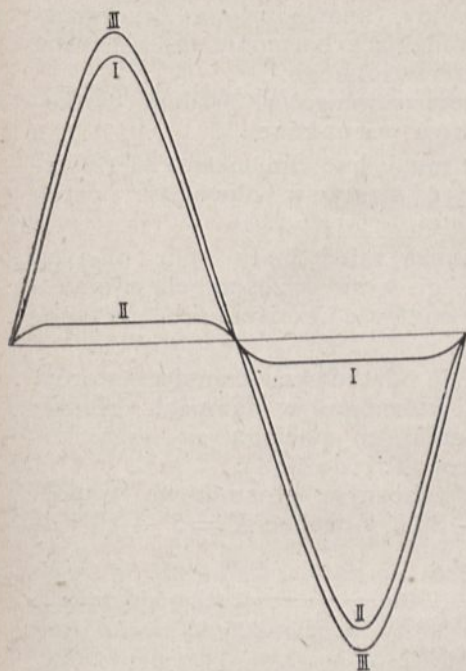
Wzmacniacze małej częstotliwości typu *B* pracują więc znacznie ekonomiczniej, niż typu *A*. Z tego powodu mają one duże znaczenie jako lampy końcowe odbiorników zasilanych z suchych bateryj, oraz jako modulatory na stacjach nadawczych dużej mocy, gdzie zużycie prądu stanowi znaczny odsetek kosztów eksploatacji.

Układ przeciwsobny ma jednak i swoje wady. Do nich należą:

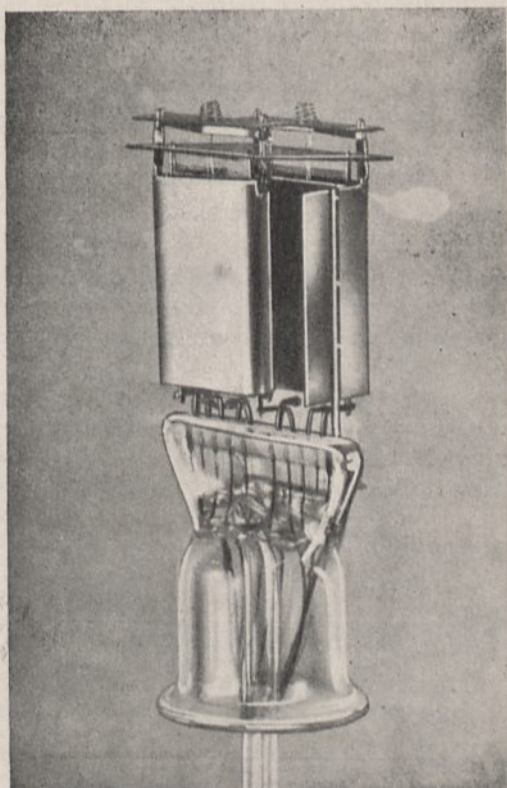
a) *Trudność doboru lamp o idealnie równych charakterystykach*, a temsamem i trudność realizacji układu przeciwsobnego rzeczywiście zrównoważonego. Aby się zbliżyć do tego ideału, buduje się lampy o podwójnym układzie trójelektrodowym, możliwie dokładnie wykonane (rys. 116).

b) Przy małych amplitudach wzbudzenia układ daje małe wzmocnienie i wprowadza znaczne zniekształcenie. Jest to wynikiem pracy na początkowych zakrzywieniach charakterystyk, gdzie nachylenie jest bardzo małe, a wyrównanie przebiegów jest praktycznie nie do osiągnię-

cia. Aby więc uczulić układ, stosuje się system pracy t. zw. *A/B*, polegający na tem, że lampy pracują przy znacznym stosunkowo prądzie



Rys. 115.



Rys. 116.

Układ elektrod podwójnej triody typu B 240 (Philips).

początkowym, równym mniejwięcej jednej trzeciej prądu anodowego przy maksymalnym dopuszczalnym wzbudzeniu t. j. przy:

$$I_{ao} \cong \frac{I_{a \max}}{3}. \quad (242)$$

Ten sposób pracy, wymagający stosowania kątów  $\vartheta$  przekraczających  $90^\circ$ , wprowadza dodatkowe zniekształcenie w postaci harmonicznych nieparzystych (patrz rys. 95 w § 11 tego rozdziału).

Lampy bateryjne małej mocy, przeznaczone dla pracy według typu *B*, pracują z reguły przy znacznym prądzie siatkowym, są więc lepiej wykorzystane, niż lampy normalne, co jest możliwe z dwu przyczyn:

a) obciążenie poprzedniej lampy jest symetryczne, gdyż prąd siatkowy pobierają na zmianę obie połówki systemu przeciwsobnego, niema więc obawy wywołania zniekształceń skutkiem asymetrycznego obciążenia wzбудnicy (patrz rozdział III § 15),

b) spłaszczenie wierzchołka sinusoidy, spowodowane zakrzywieniem charakterystyki anodowej, a wprowadzające harmoniczne parzyste, kompensuje się własnościami układu przeciwsobnego.

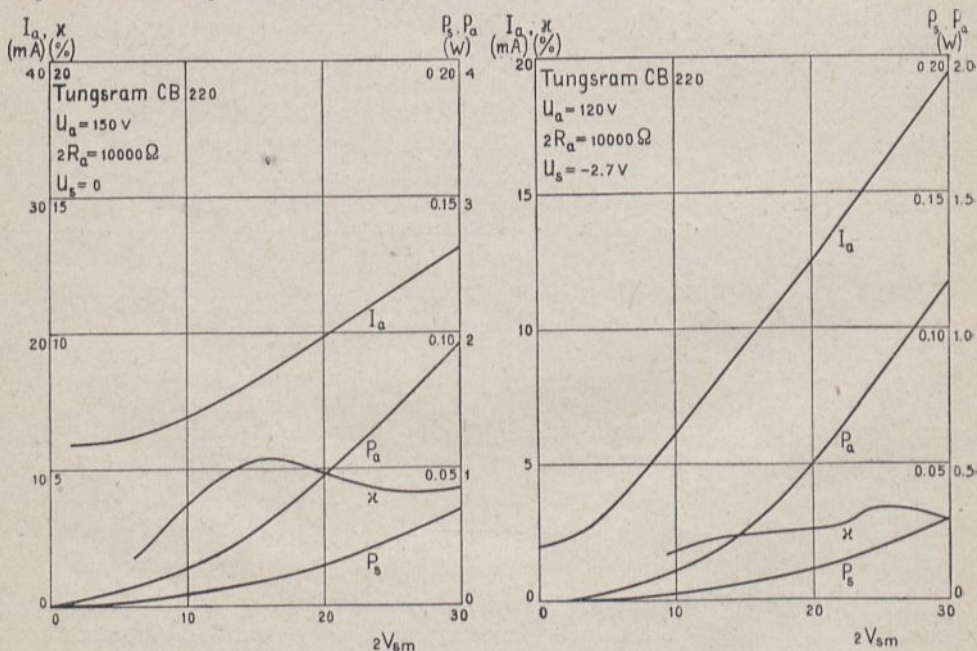
Dla prawidłowej pracy układu przeciwsobnego z prądem siatkowym wymagane jest jednak spełnienie dwu warunków:

a) poprzedni stopień wzmacnienia musi być *stopniem energetycznym* (a nie napięciowym), aby móc pokryć straty w obwodach siatek lamp przeciwsobnych,

b) obwody siatkowe tych lamp muszą mieć mały opór omowy, aby uniknąć detekcji siatkowej i związanego z nią przesunięcia ujemnego napięcia siatkowego, co mogłoby spowodować przejście pracy w typ C ( $\vartheta < 90^\circ$ ).

Dlatego też używa się w obwodzie siatkowym transformatorów wejściowych o małym oporze uzwojenia wtórnego (w lampach głośnikowych  $300 \div 400 \Omega$  na połówkę uzwojenia), co pociąga za sobą konieczność stosowania przekładni zniżającej (2:1 do 3:1).

Wada ta równowazy się częściowo znacznym stosunkowo współczynnikiem amplifikacji lamp ( $K = 20 \div 30 V/V$  wobec  $K = 5 \div 10 V/V$



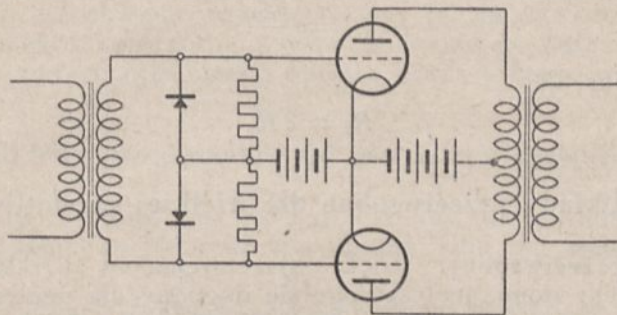
Rys. 117.

dla triod typu A), co znowu, ze względu na należyte wykorzystanie, pociąga za sobą konieczność pracy przy prądzie siatkowym.

Na rys. 117 są podane charakterystyki typowej lampy przeciwso-  
bnej z uwzględnieniem mocy wzbudzenia  $P_s$  i współczynnika chrypienia  
jako funkcji napięcia wzbudzającego.

Bardzo dobre wyniki w układzie przeciwsobnym, nawet bez koniecz-  
ności pracy z prądem siatkowym, dają pentody.

Również znacznie większe wykorzystanie lamp pracujących prze-  
ciwsobnie umożliwia układ rys. 118 (A. Borkowski). Dzięki umieszczo-



Rys. 118.

nym w obwodach siatek prostownikom, działa tu kolejno na każdą z sia-  
tek pełna różnica potencjałów, powstająca na wtórnym uzwojeniu trans-  
formatora wejściowego, ponadto też występuje znaczne spłaszczenie  
półokresu ujemnego w lampach, dzięki czemu ewentualne zniekształce-  
nia, spowodowane obecnością harmonicznych nieparzystych, sprowadza-  
ją się do minimum.

#### *Obwód wyjściowy układu przeciwsobnego.*

Obwody wyjściowe obu lamp układu przeciwsobnego pracują na  
opór zewnętrzny szeregowo.

Wobec tego, *opór zewnętrzny wspólnego obwodu anodowego, musi  
być dwukrotnie większy, niż w układzie asymetrycznym (jednolampowym).*  
Wynika to z następującego rozumowania.

W obwodzie zewnętrznym obu lamp działa napięcie podwójne:

$$V_{zm} = 2 V'_{zm}, \quad (243)$$

które na oporze zewnętrznym wydziela moc dwukrotnie większą niż  
w przypadku jednej lampy.

Przy bezindukcyjnym obciążeniu moc wydzielona w układzie jed-  
nolampowym wynosi:

$$P_2 = \frac{V'_{zm}{}^2}{2R_a}, \quad (244)$$

gdzie  $R'_a$  jest oporem dla układu jednolampowego.

Moc wydzielona w układzie dwulampowym jest dwukrotnie większa:

$$P_2 = 2 P'_2 = 2 \frac{V_{zm}^2}{2 R'_a} = \frac{1}{R'_a} \left( \frac{V_{zm}}{2} \right)^2 = \frac{V_{zm}^2}{4 R'_a} \quad (245)$$

Moc ta musi być równa:

$$P_2 = \frac{V_{zm}^2}{2 R_a},$$

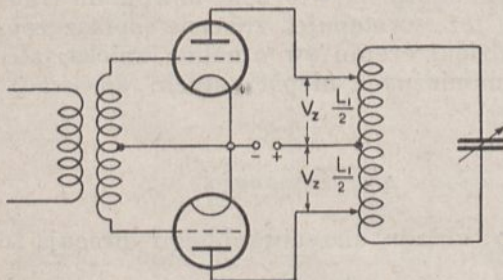
z czego wynika, że

$$R_a = 2 R'_a. \quad (246)$$

### 19. Układy przeciwsoone dla wielkiej częstotliwości.

Układ przeciwsoony, dzięki symetrycznemu rozkładowi pojemności względem ziemi, jest szczególnie dogodny dla neutralizacji, a temsamem dla wzmacniania prądów wielkiej częstotliwości.

Do tej zalety dochodzi jeszcze i to, że zgodnie z równaniem (241) w układzie tym znikają parzyste harmoniczne, a przede wszystkim druga, której amplituda w prądzie anodowym jest największa. Ma to pierwszorzędne znaczenie dla stacyj nadawczych wielkiej mocy.



Rys. 119.

Obie te przyczyny sprawiają, że w nowoczesnych urządzeniach nadawczych na fale średnie i krótkie stopnie większej mocy buduje się prawie wyłącznie w układzie przeciwsoonym.

Obliczenie generatora przeciwsoonego przeprowadza się w ten sam sposób, jak i obliczenie układu jednolampowego. Różnica polega jedynie na doborze oporu zastępczego obwodu rezonansu prądów.

A mianowicie: (rys. 119) opór zastępczy można obliczyć z zależności:

$$R_z = \frac{2 V_{zm}}{J_{zm}} = \frac{\omega^2 L_1^2}{r}, \quad (247)$$

wobec czego na każdą lampę przypada:

$$R_{z_1} = \frac{R_z}{2} = \frac{\omega^2 L_1^2}{2r}, \quad (247 a)$$

podczas gdy obliczony dla jednej lampy oddzielnie opór zewnętrzny wypadłby:

$$R_z = \frac{\omega^2 L_1^2}{4r} = \frac{R_z}{4}.$$

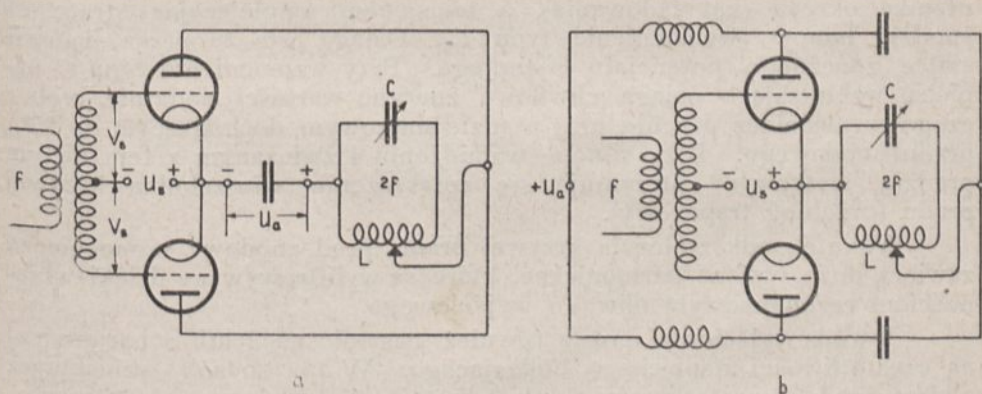
Ta pozorna niezgodność leży w tem, że obwód nie może być rozpatrywany w odniesieniu do jednej tylko lampy, lecz jako włączony szeregowo między obie lampy równocześnie. Z chwilą, gdy jedna z lamp nie pracuje, część obwodu, zawarta między jej anodą i katodą, wytwarza siłę przeciwelektromotoryczną, która kompensuje okres nieczynności i sprawia, że zawsze cały obwód obciąża każdą z lamp.

## 20. Układy przeciwsobne do powielania częstotliwości.

Układ przeciwsobny jest bardzo dogodny dla powielania częstotliwości, dzięki temu, że pozwala albo tłumić, albo też wzmacniać pewne harmoniczne.

I tak, zgodnie z rozważaniami zawartymi w § 18, w gałęzi między obiema anodami znoszą się harmoniczne parzyste, a sumują harmoniczne nieparzyste [równanie (241)] natomiast we wspólnym obwodzie zasilającym sumują się harmoniczne parzyste, a znoszą nieparzyste [równanie (240)].

Wobec tego dla *podwajania częstotliwości* stosuje się układ rys. 120 a i b, w których obwód rezonansowy nastrojony na 2 harmoniczną, jest włączony w obwód zasilający, podczas gdy anody obu lamp są

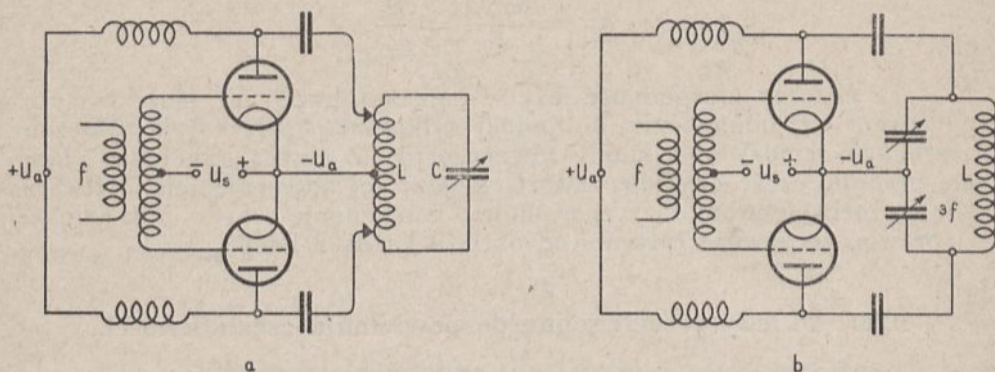


Rys. 120.

z sobą zwarte. W układzie tym znika nie tylko częstotliwość podstawowa, ale i 3 harmoniczna, dzięki czemu otrzymuje się prawie idealny prąd sinusoidalny o podwójnej częstotliwości wzbudzającej.

Do *potrójania częstotliwości* służy ten sam układ, co i do wzmoc-

nienia częstotliwości podstawowej, z tą tylko różnicą, że obwód wyjściowy jest nastrojony na 3-cią harmoniczną (rys. 121 a i b).



Rys. 121.

## 21. Streszczenie rozdziału IV.

Wzmocnienie typu A, ze względu na małą sprawność, stosuje się jedynie w przypadkach, w których zależy na możliwie wiernym odtworzeniu przebiegu wzmacnianego.

Gdy zaś zależy na możliwie racjonalnej zamianie energii prądu stałego na energię prądu zmiennego, dopuszcza się znaczne nawet odkształcenie przebiegu prądu, ograniczając jego przepływ do pewnego ułamka okresu (kął ładowania), a temsamem zmniejszając straty na anodzie lampy (wzmocnienie typu C). Osiąga się to przez nadanie siatce znacznego potencjału ujemnego. Przy wzmacnieniu typu C napięcie wzbudzające osiąga chwilowo znaczne wartości dodatnie, wobec czego wzmacniacz pracuje przy prądzie siatkowym, dochodzącym do 15% prądu anodowego. Przy silnym wzbudzeniu i związanym z tem dużym prądzie siatkowym otrzymuje się spłaszczenie wierzchołka krzywej prądu (przebieg trapezowy).

Wskutek odkształcenia krzywej prądu, prąd anodowy wzmacniacza zawiera duże wyższe harmoniczne, które są wyfiltrowywane dzięki właściwościom rezonansowym obwodu wyjściowego.

Obwód wyjściowy można również nastroić na 2 lub 3 harmoniczną częstotliwości napięcia wzbudzającego. W ten sposób wzmacniacz oddaje prąd o częstotliwości 2 lub 3-krotnie większej (powielacz częstotliwości).

Aby wzmacniacz mógł odtwarzać przebiegi modulacyjne, przepływ prądu anodowego można ograniczyć tylko do połowy okresu ( $\vartheta = 90^\circ$ , wzmocnienie typu B). Wzmacniacz prądów modulowanych jest słabo wzbudzony w stanie niemodulowanym i posiada wobec tego małą sprawność.



Wzmacniacz typu *B* w układzie przeciwsobnym może być użyty do wzmocnienia typu *A*, gdyż półokresy prądu wzmacniane przez obie połowy układu uzupełniają się wzajemnie. Tym sposobem osiąga się znacznie większą sprawność niż w układzie pojedynczym typu *A*.

Układy przeciwsobne, dzięki ich symetrii, stosuje się chętnie do wzmocnienia wielkiej częstotliwości. Dzięki zaś uwydatnieniu jednych harmonicznych, a tłumieniu drugich, zależnie od sposobu włączenia obwodu wyjściowego, są one bardzo dogodne dla celów powielania częstotliwości.

#### BIBLIOGRAFJA DO ROZDZIAŁU IV.

- A. I. Berg, Teorija i rasczet lampowych gienieratorow, tom I. Wyd. II.1935 r.  
H. Barkhausen, Die Elektronenröhren, III.

## ROZDZIAŁ V.

### DRGANIA WŁASNE W UKŁADACH LAMPOWYCH.

W pewnych warunkach wzmacniacz lampowy może nie tylko wzmacniać prądy narzucone mu przez źródło wzbudzające, lecz też, raz wzbudzony, może samorzutnie prądy te podtrzymywać. Zjawisko to nosi nazwę *samowzbudzenia układu lampowego*, a układ zdolny do wytwarzania takich drgań, nazywa się *generatorem lampowym samowzbudnym*.

Drgania wytwarzane przez lampę mogą być:

1) *rezonansowe*, gdy częstotliwość ich jest narzucona przez obwód rezonansowy, załączony bezpośrednio lub pośrednio do jednego z obwodów lampy: anodowego lub siatkowego,

2) *relaksacyjne*<sup>1)</sup>, gdy częstotliwość ich jest zależna od stałej czasu obwodu zawierającego opór i pojemność lub opór i indukcyjność.

Drgania rezonansowe mogą być wytworzone jednym z następujących sposobów:

- a) przez *sprzężenie zwrotne* między obwodem anodowym i obwodem siatkowym układu lampowego (Meissner, 1911),
- b) dzięki *oporności ujemnej* lub *nachyleniu ujemnemu charakterystyki* któregoś z obwodów lampy.

Wreszcie:

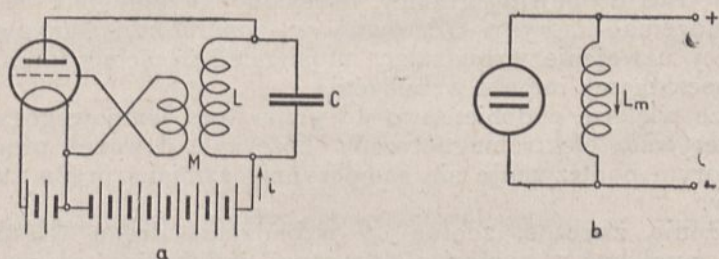
- c) oddzielną kategorię stanowią *drżania elektronowe*, zasadniczo zależne od właściwości lampy, a tylko podsycane przez układy rezonansowe zewnętrzne.

Drgania własne występują nie tylko w generatorach lampowych specjalnie budowanych dla celów nadawczych (nadajniki lampowe), odbiorczych (generatory heterodynowe i autodynowe) czy pomiarowych (falomierze lampowe). Źródłem drgań stają się również układy, których wyłącznym przeznaczeniem jest wzmacnianie lub detekcja prądów przychodzących z zewnątrz. Te t. zw. *drżania pasorzytnicze* mogą być przyczyną poważnych zakłóceń w działaniu lampy, powodując zniekształcenie przepływających prądów. Dokładne więc poznanie mechanizmu samowzbudzenia drgań we wszelkich możliwych warunkach pracy lampy jest ważne nie tylko dla konstruktora układów lampowych, lecz i dla obsługującego takie urządzenia.

<sup>1)</sup> Patrz Tom I, str. 59 i następne.

## 1. Wzbudzenie drgań we wzmacniaczu rezonansowym sprzężonym zwrotnie.

Rozważania poniższe dotyczyć będą wzmacniacza zawierającego w obwodzie anodowym układ rezonansu prądów  $LC$  (rys. 122 a) sprzężony przez indukcyjność wzajemną  $M$  ze zwojnicą  $L_s$ , włączoną w obwód siatkowy lampy. Jeżeli układ nagle załączyć, zamykając np. obwód anodowy lub obwód siatkowy, to w obwodzie anodowym pojawi się impuls prądu. W stanie ustalonym prąd anodowy jako stały, przepływałby przez zwojnicę  $L$ , jednakże w chwili powstawania napotyka on tam siłę przeciwelektromotoryczną włączenia, wobec czego znaczna jego część płynie jako prąd ładowania do kondensatora  $C$ . Naładowany w ten sposób kondensator,



Rys. 122.

o ile układ jest zdolny do drgań, zaczyna się wyładowywać pod postacią *drgań gasnących*, a więc o amplitudzie malejącej. Prąd drgający w obwodzie  $LC$ , działając za pośrednictwem indukcyjności wzajemnej na obwód siatkowy, indukuje w nim zmienną siłę elektromotoryczną  $v_s$ , co powoduje powstawanie składowej zmiennej prądu anodowego. O ile warunki sprzężenia są tak dobrane, że ta składowa zmienna prądu anodowego ma odpowiednią fazę i amplitudę, aby podtrzymywać drgania w obwodzie rezonansowym, drgania te podsycają się (sprężenie zwrotne). Zwiększenie prądu w obwodzie rezonansowym oddziałuje natychmiast na obwód siatkowy, indukując w nim zwiększoną siłę elektromotoryczną o fazie zgodnej z siłą elektromotoryczną początkową, co powoduje dalsze podsycaenie drgań. W ten sposób drgania kolejno narastają aż do pewnej wartości maksymalnej, uwarunkowanej przebiegiem charakterystyk lampy.

Aby mogły utrzymać się drgania o stałej amplitudzie i częstotliwości, sprzężenie zwrotne musi spełnić dwa podstawowe warunki:

1) Amplituda napięcia sprzężenia zwrotnego  $V'_s$  musi być ściśle równa amplitudzie napięcia siatkowego  $V_s$ , które wywołało to napięcie sprzężenia zwrotnego (równowaga amplitud). Gdyby  $V'_s \equiv V_s$  drgania narastałyby albo malały.

2) Napięcie  $V'_s$  musi mieć tę samą fazę, co napięcie  $V_s$  (równowaga faz). Gdyby bowiem  $V'_s$  wyprzedzało w fazie  $V_s$ , częstotliwość musiałaby wzrastać, gdyby się zaś opóźniało, częstotliwość musiałaby maleć.

Jak to potwierdza matematyczna analiza zjawiska samowzbudzenia, w przypadku indukcyjnego sprzężenia zwrotnego *indukcyjność wzajemna*  $M$  między  $L$  i  $L_s$  musi mieć znak ujemny<sup>1)</sup>. Można to osiągnąć, nawijając obie zwojnice w przeciwnych kierunkach lub też krzyżując z sobą doprowadzenia od zwojnicy siatkowej do elektrod lampy.

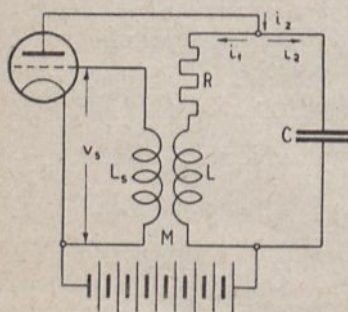
Samowzбудny generator lampowy można porównać z samowzбудnym generatorem prądu stałego (rys. 122 b). W generatorze takim również powstaje początkowo słaba siła elektromotoryczna pod wpływem magnetyzmu szczątkowego. Ta siła elektromotoryczna powoduje przepływ prądu w uzwojeniu  $L_m$  magneśnicy, przez co wzmacnia się pole magnetyczne, a w ślad za tem wzrasta i siła elektromotoryczna maszyny. To wzajemne wzmacnianie się siły elektromotorycznej i pola magnetycznego trwa do pewnej granicy, określonej przebiegiem charakterystyki wzbudzenia maszyny. Zarówno w generatorze lampowym, jak i w prądnicu uzwojenie wzbudzające musi mieć właściwy kierunek, aby podsyćcić początkowy impuls wzbudzenia.

Jeszcze większe podobieństwo do generatora lampowego wykazuje znany przerywacz elektromagnetyczny (brzęczyk, dzwonek prądu stałego), w którym podtrzymuje się samoczynnie zamiana prądu stałego na przerywany.

Sprzężenie zwrotne, zdolne do wzbudzenia drgań własnych, nie koniecznie musi być w postaci elektrycznej (indukcyjne, pojemnościowe lub oporowe). Znane jest również wzbudzenie drgań własnych przez oddziaływanie mechaniczne, np. w odbiornikach drgania głosowe głośnika mogą pobudzić do drgań elektrody lamp, a w stacjach nadawczo-odbiorczych może nastąpić t. zw. akustyczne sprzężenie zwrotne między słuchawką lub głośnikiem i mikrofonem.

## 2. Obliczenie samowzbudzenia metodą analityczną.

Dla analitycznego ujęcia samowzbudzenia przyjmuje się dla uproszczenia, że w okolicy początkowego punktu pracy charakterystyki lampy są prostolinijne, a więc, że lampa ma w tem miejscu stałe  $K$  i  $\rho$ . Następnie zakłada się, że działanie prądu, płynącego w obwodzie rezonansowym indukuje w obwodzie siatkowym napięcie



Rys. 123.

zmienne o wartości chwilowej  $v_s$  (rys. 123). To napięcie wzbudza w obwodzie anodowym składową zmienną prądu anodowego o wartości chwilowej  $i_z$ , która określona jest zależnością<sup>2)</sup>:

$$i_z = \frac{K v_s - v_c}{\rho}, \quad (a)$$

<sup>1)</sup> Ujemna indukcyjność wzajemna. Patrz Tom I, str. 114.

<sup>2)</sup> Patrz rozdział III, § 5, równanie (55) — zmienny spadek napięcia w obwodzie zewnętrznym  $LCR$  jest znaku przeciwnego do składowej zmiennej napięcia na anodzie lampy. Dla przebiegów sinusoidalnych odpowiada to przesunięciu o  $180^\circ$ .

czyli:

$$\rho i_z = K v_s - v_z, \quad (b)$$

jeżeli  $v_z$  oznacza chwilową wartość spadku napięcia na obwodzie zewnętrznym  $LCR$ .

Równocześnie  $i_z$  jest sumą wartości chwilowych prądów, płynących w obu gałęziach obwodu rezonansowego:

$$i_z = i_1 + i_2, \quad (c)$$

wobec czego:

$$\rho (i_1 + i_2) = K v_s - v_z. \quad (d)$$

Spadek napięcia  $v_z$  jest oczywiście ten sam na obu gałęziach. Na gałęzi indukcyjnej wynosi on:

$$v_z = R i_1 + L \frac{d i_1}{dt}. \quad (e)$$

Ponieważ prąd w gałęzi pojemnościowej wynosi:

$$i_2 = \frac{dq}{dt} = C \frac{d v_z}{dt}, \quad (f)$$

więc spadek napięcia:

$$v_z = \frac{1}{C} \int i_2 dt. \quad (g)$$

Wobec równości wyrażen (e) i (g) można napisać:

$$v_z = \frac{1}{C} \int i_2 dt = R i_1 + L \frac{d i_1}{dt}, \quad (h)$$

skąd, po zróżniczkowaniu względem  $t$  i po wymnożeniu przez  $C$ , otrzymuje się równanie różniczkowe:

$$i_2 = RC \frac{d i_1}{dt} + LC \frac{d^2 i_1}{dt^2}, \quad (i)$$

wyrażające związek między  $i_1$  i  $i_2$ .

Podstawiając do równania (d) wartość  $i_2$  z równania (i) i wartość  $v_z$  z równania (e), dochodzi się do równania odniesionego tylko do  $i_1$  jako zmiennej niezależnej:

$$\rho i_1 + \rho RC \frac{d i_1}{dt} + \rho LC \frac{d^2 i_1}{dt^2} = K v_s - R i_1 - L \frac{d i_1}{dt}. \quad (j)$$

Jednakże założono na początku, że napięcie  $v_s$  powstało w obwodzie siatki wskutek indukcyjnego działania prądu płynącego w obwodzie rezonansowym. Prądem tym w rozpatrywanym obwodzie jest prąd  $i_1$ , a więc napięcie  $v_s$  musi być równe:

$$v_s = -M \frac{di_1}{dt}. \quad (k)$$

Podstawiając tę wartość do (j), porządkując według rzędów pochodnych i dzieląc całe równanie przez iloczyn  $\rho CL$ , otrzymuje się równanie różniczkowe drugiego rzędu:

$$\frac{d^2 i_1}{dt^2} + \left( \frac{R}{L} + \frac{L+KM}{\rho LC} \right) \frac{di_1}{dt} + \frac{i_1}{LC} \left( 1 + \frac{R}{\rho} \right) = 0. \quad (248)$$

Przyjmując:

$$\left( \frac{R}{L} + \frac{L+KM}{\rho LC} \right) = 2\delta, \quad (l)$$

$$\frac{1}{LC} \left( 1 + \frac{R}{\rho} \right) = \omega_r'^2, \quad (m)$$

sprowadzić można równanie (248) do postaci:

$$\frac{d^2 i_1}{dt^2} + 2\delta \frac{di_1}{dt} + \omega_r'^2 i_1 = 0. \quad (248 a)$$

Jest to klasyczne równanie wyładowania kondensatora w obwodzie rezonansowym, rozpatrywane w tomie I [równanie (31 b)].

Jak wiadomo, równanie to daje rozwiązanie perjodyczne, czyli obwód rezonansowy jest zdolny do drgań własnych, gdy:

$$\delta^2 < \omega_r'^2, \quad (249)$$

co w danym przypadku wyrazi się w postaci:

$$\frac{1}{4} \left( \frac{R}{L} + \frac{L+KM}{\rho LC} \right)^2 < \frac{1}{LC} \left( 1 + \frac{R}{\rho} \right),$$

czyli:

$$-2\sqrt{\frac{L}{C} \left( 1 + \frac{R}{\rho} \right)} < \left| R + \frac{L+KM}{\rho C} \right| < 2\sqrt{\frac{L}{C} \left( 1 + \frac{R}{\rho} \right)}. \quad (249 a)$$

Gdy warunek ten jest spełniony, to [zgodnie z wynikami dyskusji

nad równaniem (31 b) <sup>1)</sup>] — pod wpływem jakiegokolwiek impulsu w obwodzie rezonansowym generatora lampowego, powstaje w obwodzie tym prąd o amplitudzie zmiennej wykładniczo, którego przebieg wyraża równanie:

$$i_1 = J_o \varepsilon^{-\delta t} (\cos \omega_o t + \frac{\delta}{\omega_o} \sin \omega_o t) =$$

$$= J_o \varepsilon^{-\delta t} \frac{\sqrt{\omega_o^2 + \delta^2}}{\omega_o} \sin(\omega_o t + \varphi) = \frac{\omega'_r}{\omega_o} J_o \varepsilon^{-\delta t} \sin(\omega_o t + \varphi). \quad (250)$$

### 3. Częstotliwość drgań własnych generatora.

Częstotliwość  $\omega_o$ , która jest częstotliwością drgań własnych generatora lampowego, wynosi zgodnie z równaniem (33) tomu I:

$$\omega_o^2 = |\omega_r'^2 - \delta^2|,$$

co, po podstawieniu wartości z równań (l) i (m), daje:

$$\omega_o^2 = \frac{1}{LC} \left(1 + \frac{R}{\rho}\right) - \frac{1}{4} \left(\frac{R}{L} + \frac{L + KM}{\rho LC}\right)^2.$$

Po wyciągnięciu przed nawias wielkości  $1/LC$ , częstotliwość drgań własnych generatora, można przedstawić w postaci:

$$\omega_o = \omega_r \sqrt{\left(1 + \frac{R}{\rho}\right) - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\sigma} + \frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{L}{C} + \frac{KM\omega_r}{\rho}}\right)^2} =$$

$$= \omega_r \sqrt{\left(1 + \frac{R}{\rho}\right) - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\sigma} + \frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{L}{C} + SM\omega_r}\right)^2}, \quad (251)$$

gdzie:

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

jest częstotliwością rezonansu napięć obwodu  $LC$ , a

$$\sigma = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

jest współczynnikiem przepięcia rezonansowego tego obwodu.

Jak wynika z równania (251), częstotliwość drgań generatora lampowego, prócz zależności od  $L$ ,  $C$  i  $R$  obwodu rezonansowego, jest zależna jeszcze od następujących czynników:

a) od stałych lampy  $K$ ,  $\rho$  i  $S$ ,

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 44 i następne.

b) od współczynnika indukcyjności wzajemnej  $M$  obwodów siatkowego i anodowego.

A więc częstotliwość drgań wytwarzanych przez generator lampowy ulega zmianom, gdy występują zmiany w stałych lampy, lub gdy zmienia się sprzężenie zwrotne. Czynniki te są bardzo ważne ze względu na stabilizację częstotliwości generatora. Jednakże dla zaprojektowania danych  $L$  i  $C$  w praktyce można przyjąć:

$$\frac{R}{\rho} \ll 1, \quad \frac{1}{\sigma} \ll 1, \quad \frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{L}{C}} \ll 1, \quad \frac{\omega_r KM}{\rho} \ll 1,$$

wobec czego z dostatecznym przybliżeniem można liczyć:

$$\omega_o \cong \omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (251 a)$$

O wpływie pominiętych tu czynników na częstotliwość drgań może zorientować następujące przeliczenie.

*Przykład.*

Generator lampowy na  $\omega_r = 10^7$  ma dane:

$$K = 25 \text{ V/V}, \quad S = 2,5 \text{ mA/V} = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ A/V}, \quad \rho = 10000 \Omega, \\ C = 200 \cdot 10^{-12} \text{ F}, \quad L = 50 \cdot 10^{-6} \text{ H}, \quad R = 25 \Omega, \quad M = 5 \cdot 10^{-6} \text{ H}.$$

Stąd:

$$\frac{R}{\rho} = \frac{25}{10000} = 2,5 \cdot 10^{-3} = 0,0025,$$

$$\frac{1}{\sigma} = R \sqrt{\frac{C}{L}} = 25 \sqrt{\frac{200 \cdot 10^{-12}}{50 \cdot 10^{-6}}} = 5 \cdot 10^{-2} = 0,05,$$

$$\frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{L}{C}} = 10^{-4} \sqrt{\frac{50 \cdot 10^{-6}}{200 \cdot 10^{-12}}} = 5 \cdot 10^{-2} = 0,05,$$

$$\omega_r SM = 2,5 \cdot 10^{-3} \cdot 10^7 \cdot 5 \cdot 10^{-6} = 12,5 \cdot 10^{-2} = 0,125.$$

Jak z tego widać, największy jest tu czynnik  $S \omega_r M$  i czynnik ten w praktyce ma znaczenie przeważające. Częstotliwość drgań na podstawie obliczonych danych będzie:

$$\omega_o = 10^7 \sqrt{(1+0,0025) - \frac{1}{4}(0,05+0,05+0,125)^2} = 10^7 \sqrt{0,99} \cong 0,995 \cdot 10^7.$$

Różnica wynosi więc 0,5%, co dla projektowania obwodów nie ma znaczenia ze względu na rząd dokładności obliczeń.



#### 4. Współczynnik tłumienia generatora lampowego.

Wielkość  $\delta$ , zgodnie z teorią drgań swobodnych, jest współczynnikiem tłumienia układu drgającego. Wynosi on:

$$\delta = \frac{R}{2L} + \frac{L+KM}{2\rho LC} = \frac{R}{2L} + \frac{1}{2\rho C} + \frac{KM}{2\rho LC} = \delta_o + \delta_\rho + \delta_m. \quad (252)$$

Pierwszy człon tego wyrażenia stanowi tłumienie własne obwodu drgań, pozostałe zaś dwa — tłumienie dodatkowe, wprowadzone przez lampę. Całkowite tłumienie można więc wyrazić w postaci:

$$\delta = \delta_o + \delta_t,$$

gdzie:

$$\delta_t = \delta_\rho + \delta_m = \frac{1}{2\rho C} + \frac{KM}{2\rho LC} = \frac{L+KM}{2\rho LC}. \quad (253)$$

Pierwszy i drugi człon wyrażenia (252),  $\delta_o$  i  $\delta_\rho$ , są wielkościami stale dodatnimi.

Trzeci człon zaś może mieć wartość dodatnią lub ujemną, zależnie od tego, czy indukcyjność wzajemna między obwodem rezonansowym i obwodem wzbudzenia jest dodatnia czy też ujemna.

Można rozróżnić trzy zasadnicze stany tłumienia generatora:

1) *Tłumienie układu jest dodatnie, a więc*

$$\delta > 0.$$

Wówczas wykładnik potęgowy w równaniu (250) jest ujemny i drgania, wywołane w jakikolwiek sposób w generatorze, mają charakter gasnący.

Mogą tu zajść dwie możliwości:

a) *Gdy indukcyjność wzajemna jest dodatnia:*

$$M > 0$$

wprowadza ona do układu dodatkowe tłumienie:

$$\delta_m = \frac{KM}{2\rho LC},$$

a więc:

$$\delta_o + \delta_\rho + \delta_m > \delta_o + \delta_\rho$$

wskutek czego drgania zanikają szybciej, niż bez wzajemnego oddziaływania obwodów.

Oznacza to, że obwód anodowy indukuje w obwodzie wzbudzającym siłę elektromotoryczną przeciwdziałającą powstawaniu drgań. Przy-

padek ten stosuje się niekiedy, aby zapobiec niepożądanemu samowzbudzeniu (t. zw. *przeciwsprężenie*).

b) Gdy indukcyjność wzajemna  $M$  jest ujemna

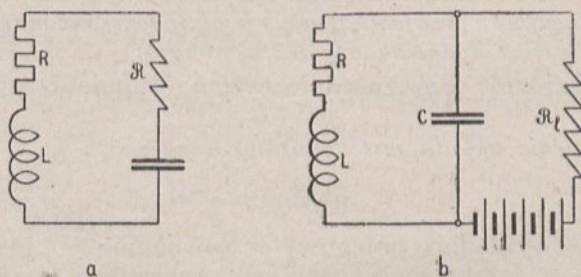
$$M < 0,$$

jednakże niewystarczająca dla skompensowania tłumienia; drgania mają wprawdzie również *charakter gasnący, lecz o dekremencie mniejszym, niż bez sprzężenia zwrotnego*. W przypadku tym obwód anodowy indukuje wprawdzie w obwodzie siatkowym siłę elektromotoryczną wspomagającą drgania, jednakże zbyt małą, aby je podtrzymać.

A więc w tym przypadku sprzężenie zwrotne, nie pobudzając układu do drgań własnych, zmniejsza jego tłumienie, co jest równoznaczne ze zmniejszeniem oporności układu (t. zw. *odtłumienie przez sprzężenie zwrotne*).

Mówi się również w tym przypadku, że sprzężenie zwrotne wprowadza do obwodu *oporność ujemną*, zmniejszającą pozornie jego oporność rzeczywistą.

Równoważną oporność ujemną, jaką lampa wprowadza do obwodu, można obliczyć ze współczynnika tłumienia. Oznaczając wprowadzoną



Rys. 124.

do obwodu oporność ujemną przez  $R$  (rys. 124 a) otrzyma się współczynnik tłumienia  $\delta_l$  w postaci:

$$\delta_l = \frac{L - KM}{2\rho LC} = \frac{R}{2L},$$

skąd wynika:

$$R = \frac{L - KM}{\rho C}. \quad (254)$$

Aby wyrażenie to było ujemne, musi być spełniony warunek

$$|L| < |KM|.$$

Można przyjąć, że oporność ta jest włączona szeregowo w gałąź

pojemnościową obwodu. Oporność taką zastąpić można opornością  $R_l$ , załączoną równolegle do pojemności (rys. 124 b) i obliczoną ze wzoru<sup>1)</sup> (o ile  $R_l \gg \frac{1}{\omega C}$ ):

$$R_l = \frac{1}{R \omega_o^2 C^2} = \frac{\rho}{\omega_o^2 C (L - KM)}. \quad (255)$$

Wobec tego zaś, że można z dostateczną dokładnością przyjąć:

$$\omega_o^2 \cong \frac{1}{LC},$$

oporność  $R_l$  można wyrazić wzorem:

$$R_l = \frac{\rho L}{L - KM}. \quad (255 a)$$

A więc lampę z ujemnym sprzężeniem zwrotnym można uważać za oporność ujemną, załączoną równolegle do obwodu drgań.

Dzięki od tłumieniu zwiększa się ostrość rezonansu obwodu<sup>2)</sup>, co jest bardzo pożądane w technice odbiorczej ze względu na zwiększenie selektywności urządzenia. Ponadto, stosując sprzężenie zwrotne we wzmacniaczu, nie dopuszczając jednakże do drgań własnych, można znacznie zwiększyć jego wzmocnienie. Siła elektromotoryczna bowiem, indukowana w obwodzie wzbudzającym, sumuje się z napięciem wzbudzającym. Ten stan pracy układu sprzężonego zwrotnie znajduje szerokie zastosowanie w technice odbiorczej.

2) Tłumienie jest równe zeru, a więc:

$$\delta_o + \delta_l = 0,$$

czyli:

$$\delta_l = -\delta_o,$$

co, po podstawieniu wartości z równania (252), daje:

$$\frac{L + KM}{\rho C} = -R = R. \quad (256)$$

Odpowiada temu indukcyjność wzajemna:

$$M_o = -\frac{L + \rho RC}{K} = -L \frac{1 + \frac{\rho}{R_s}}{K} = -\frac{L}{k}. \quad (257)$$

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 26.

<sup>2)</sup> Patrz równania krzywej rezonansu tom. I, str. 20.

jeżeli przez

$$R_z = \frac{L}{RC}$$

oznaczyć oporność zastępczą obwodu rezonansowego, a przez

$$k = \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R_z}}$$

współczynnik wzmocnienia napięciowego układu.

Przy wartości  $M_o$  funkcja wykładnicza w równaniu (250) staje się równa jedności i generator daje *drganie sinusoidalne o stałej amplitudzie*. Są to normalne warunki pracy generatora w stanie ustalonym.

Równość (256) można określić jako *warunek samopodtrzymania drgań*.

Oporność ujemna lampy przy samopodtrzymaniu drgań wynosi, zgodnie z równaniem (255) i (256):

$$R_l = \frac{1}{R \omega_o^2 C^2} = - \frac{1}{R \omega_o^2 C^2}, \quad (258)$$

co, przy założeniu  $\omega_o^2 = 1/LC$  [równanie (251 a)], daje:

$$R_l = - \frac{L}{RC} = - R_z. \quad (258 a)$$

A więc przy samopodtrzymaniu drgań lampa zachowuje się wobec obwodu rezonansowego tak, jak równolegle załączony opór ujemny równy oporności zastępczej tego obwodu.

W układzie charakterystyk  $I_a = f(U_a)$  znaczyłoby to, że lampa ma charakterystykę roboczą o nachyleniu ujemnym pod kątem:

$$\text{ctg } \beta = - \frac{\Delta v_a}{\Delta I_a}, \quad (259)$$

jak np. część  $a-b$  charakterystyki prądu anodowego lampy z siatką osłoną (rys. 67):

3) *Tłumienie układu jest ujemne*, a więc

$$\delta_o + \delta_l < 0,$$

stąd:

$$|M| > \frac{L + \rho RC}{K},$$

czyli:

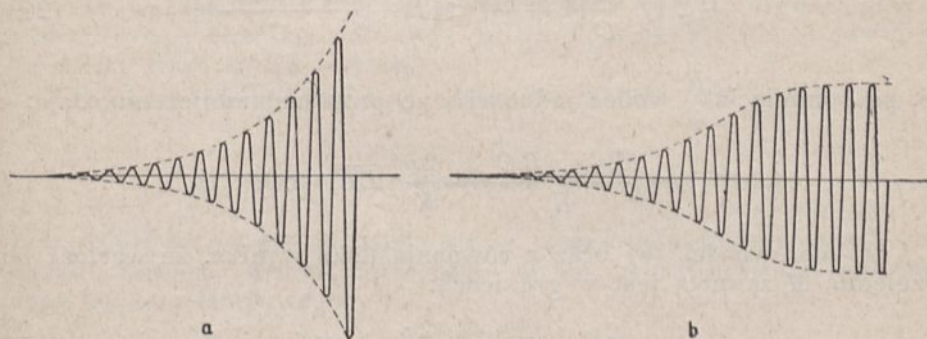
$$|M| > |M_o| \quad (260)$$

W tym przypadku wykładnik potęgowy równania (250) staje się dodatni i *amplituda drgań wzrasta według funkcji wykładniczej*. Gdyby charakterystyki lampy były liniami prostymi nieograniczonymi, amplituda drgań rosłaby do nieskończoności. W rzeczywistej lampie, ze wzrostem amplitudy i ze zbliżaniem się do dolnego i górnego zakrzywienia charakterystyk, rośnie  $\rho$ , a więc inkrement drgań maleje, aż w końcu, gdy:

$$|M| = \frac{L + \rho RC}{K} = M_0,$$

amplituda drgań ustala się.

Przebiegi drgań przy stałym wzroście i w warunkach ustalania się są przedstawione na rys. 125 *a* i *b*.



Rys. 125.

Warunek (260) odpowiada stanowi samowzbudzenia generatora lampowego, dlatego też nosi nazwę *warunku samowzbudzenia drgań*. Gdy spełniony jest warunek samopodtrzymania drgań, drgania w generatorze, raz wzbudzone, mogą się utrzymać, do wzniecenia ich jednakże jest on niewystarczający — na to bowiem układ musi posiadać współczynnik tłumienia ujemny.

Przy ujemnym współczynniku tłumienia całkowita oporność rzeczywista obwodu ma znak ujemny. Tę wypadkową oporność ujemną można znaleźć z równości:

$$-\delta = \frac{R_l}{2L} = \frac{R}{2L} + \frac{L - KM}{2\rho LC}, \quad (261)$$

skąd otrzymuje się:

$$R_l = R + \frac{L - KM}{\rho C}. \quad (261 a)$$

Znając wartość tłumienia ujemnego, można, zapomożą równania (250), obliczyć przebieg narastania drgań w obwodzie, a temsamem zor-

jentować się co do szybkości ustalania się drgań. Znajomość jej jest bardzo ważna przy projektowaniu urządzeń radjotelefonicznych i telegraficznych szybkopiszących.

### 5. Górna granica sprzężenia zwrotnego. Przypadek pseudo-aperjodyczny.

Dla samowzbudzenia bezwzględna wartość  $M$  powinna być wprawdzie większa od  $M_0$ , nie może jednakże przekraczać granicy, wyznaczonej warunkiem perjodyczności układu, który to warunek wyrażony jest nierównością (249 a). Dla ujemnych wartości  $M$  nierówność ta będzie:

$$-2 \sqrt{\frac{L}{C} \left(1 + \frac{R}{\rho}\right)} < \left(R + \frac{L + KM}{\rho C}\right), \quad (249 b)$$

co, po pominięciu  $\frac{R}{\rho}$  wobec jedności i po prostym przeliczeniu, daje:

$$-\left(\frac{L + \rho RC}{K} + \frac{2\rho}{K} \sqrt{LC}\right) < M. \quad (a)$$

Z nierówności (a) oraz z równania (260) wynika, że wartość bezwzględna  $M$  zawarta jest w granicach:

$$|M_0| < |M| < \left|\frac{2\rho}{\omega_r K} + M_0\right|. \quad (262)$$

Praktycznie niema obawy przekroczenia górnej granicy wartości  $M$ , jak o tem świadczy przeliczenie, wykonane dla normalnej lampy generatorowej, stosowanej dla celów odbiorczych.

#### Przykład.

Dane są wartości:  $K=24 V/V$ ,  $\rho=15000 \Omega$ ,  $\omega_r=10^6$ ,  $C=500 \cdot 10^{-12} F$ ,  $R=25 \Omega$ .

Stąd znajduje się:

$$L = \frac{1}{\omega_r^2 C} = \frac{10^{12}}{500 \cdot 10^{12}} = 0,002 H.$$

Graniczna indukcyjność sprzężenia, zgodnie z równaniem (257), wynosi:

$$\begin{aligned} M_a &= - \frac{0,002 + 15000 \cdot 25 \cdot 500 \cdot 10^{-12}}{24} = - \frac{2 \cdot 10^{-3} + 0,188 \cdot 10^{-3}}{24} \cong \\ &\cong - \frac{2200}{24} \cdot 10^{-6} \cong - 0,092 \cdot 10^{-3} H \cong - 92 \mu H. \end{aligned}$$

Górna zaś granica dla  $M$  na podstawie warunku (262) będzie wynosić:

$$\left| \frac{2\rho}{\omega_r K} + M_0 \right| = \frac{2 \cdot 15000}{24 \cdot 10^6} + 0,092 \cdot 10^{-3} = 1,25 \cdot 10^{-3} + 0,092 \cdot 10^{-3} \cong \\ \cong 1,34 \cdot 10^{-3} H \gg 0,092 \cdot 10^{-3} H.$$

Jednakże, nawet przy niespełnieniu nierówności (249 b) i ujemnem sprzężeniu zwrotnem mogą powstać drgania w obwodzie, jak tego dowodzi analiza ogólnego przypadku oporności ujemnej w obwodzie<sup>1)</sup>. Drgania, powstające w takim obwodzie *ujemnie aperiodycznym*, nie są oczywiście harmoniczne, lecz *relaksacyjne*; okres ich zależy od stałej czasu obwodu.

W warunkach, w których powstają tego rodzaju drgania, charakterystyki lampy znacznie odbiegają od prostolinijnych, więc rozpatrywane tu wzory tracą swoją ważność.

Zjawiska te będą szerzej omówione w § 15 tego rozdziału.

## 6. Graficzne określenie amplitudy drgań.

Wartość, na której ustalą się w rzeczywistości drgania generatora, łatwo określić metodą graficzną, mając *charakterystykę dynamiczną* wzmacniacza lampowego:

$$J = f(V_s), \quad (263)$$

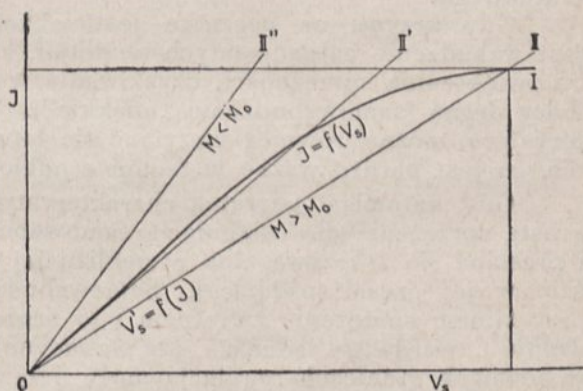
wyrażającą wartość skuteczną (lub amplitudę) prądu w obwodzie rezonansowym jako funkcję napięcia wzbudzającego  $V_s$  (wartości skutecznej lub amplitudy), rys. 126 a. Charakterystykę taką można zdjąć doświadczalnie, doprowadzając do wzmacniacza znane wartości napięcia wzbudzającego i mierząc odpowiadające mu wartości prądu w obwodzie rezonansowym.

W tym samym układzie współrzędnych kreśli się zależność:

$$V'_s = f(J) = J \omega M, \quad (264)$$

która oczywiście wyraża się linią prostą (rys. 126 a, prosta II) i wska-

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 59.



Rys. 126 a.

zuje jaka siła elektromotoryczna sprzężenia zwrotnego odpowiada danej wartości prądu  $J$  (prosta sprzężenia zwrotnego — Möller).

Zależność między temi wielkościami jest jasna:

Gdy danemu prądowi  $J$  odpowiada mniejsza wartość  $V'_s$ , aniżeli napięcie  $V_s$ , które ten prąd wywołało, to oczywiście drgania zanikają. Gdy zaś prąd  $J$  indukuje siłę elektromotoryczną większą od tej, która go wytworzyła, amplituda drgań narasta. Ustala się natomiast ta wartość  $J$ , przy której jest spełniony warunek:

$$V'_s = V_s,$$

co na wykresie odpowiada punktowi przecięcia się prostej sprzężenia zwrotnego z charakterystyką dynamiczną wzmacniacza.

Z rys. 126 a widać, że drgania mogą się wzbudzić tylko wówczas, gdy prosta II przebiega poniżej stycznej do początku charakterystyki dynamicznej, a więc gdy sprzężenie zwrotne jest dostatecznie silne. Gdy prosta w początku przebiega powyżej charakterystyki, lecz w dalszym ciągu przecina się z nią, niemożliwe jest samowzbudzenie układu, lecz możliwe jest samopodtrzymanie się drgań w punkcie, odpowiadającym przecięciu się obu charakterystyk. Takie samopodtrzymanie się drgań jest możliwe, gdy wzmacniacz otrzyma impuls początkowy w postaci wzbudzenia obcego, jak np. w układach obcowzbudnych lub w odbiorniku ze sprzężeniem zwrotnem pod wpływem odebranego dostatecznie silnego sygnału (samowzbudzenie pasorzytnicze).

Z tego, co powiedziano, wynika, że na charakter samowzbudzenia i na możliwość regulacji mocy zapomocą sprzężenia zwrotnego zasadniczy wpływ ma przebieg charakterystyki dynamicznej w pobliżu punktu początkowego.

Gdy krzywa na początku jest lekko *wypukła* ku górze, możliwe jest wzbudzenie bardzo małych amplitud, a następnie, drogą stopniowego zwiększania sprzężności, uzyskiwanie w sposób ciągły coraz większej mocy drgań (samowzbudzenie „miękkie”). W układzie o takiej charakterystyce można również utrzymać się łatwo na granicy samowzbudzenia, co jest bardzo ważne w technice odbiorczej.

Gdy natomiast początek charakterystyki dynamicznej jest *wklęsły*, prosta sprzężenia dla osiągnięcia samowzbudzenia musi przebiegać nisko i przecina się z krzywą albo w pobliżu jej maksimum, albo też, co gorsza, w jej części spadającej. Samowzbudzenie następuje więc dopiero przy silnym sprzężeniu zwrotnem i to nagle z dużą energią (samowzbudzenie „twarde”). Jednakże po wzbudzeniu się układu możliwa jest w pewnych granicach regulacja mocy przez osłabianie lub wzmacnianie sprzężności. Układy z „twardem” samowzbudzeniem nie nadają się do urządzeń odbiorczych ze sprzężeniem zwrotnem i są również niedogodne jako nadajniki samowzbudne. Obecnie, w związku z rozpowszechnieniem się układów nadawczych ze wzbudzeniem obcem, w których wzbudnica pracuje stale, a kluczkowanie lub modulacja odbywa się w dalszym stopniu, zagadnienie miękkości samowzbudzenia straciło na doniosłości w technice nadawczej.



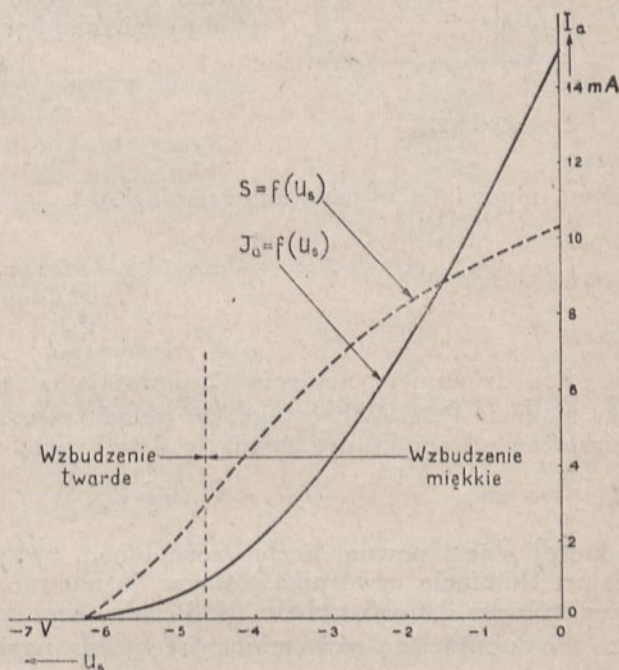
Miękkie samowzbudzenie zależy od właściwego wyboru początkowego punktu pracy na charakterystyce statycznej; decydująca jest dlań druga pochodna krzywej  $I_a = f(U_s)$ , a więc pierwsza pochodna krzywej wzmocnienia prądowego  $S^1$ . A mianowicie w granicach, w których przebieg krzywej:

$$S = \left( \frac{\partial i_a}{\partial v_s} \right)_{U_a = \text{const}} = f(U_s)$$

jest wypukły ku górze (rys. 126 b), samowzbudzenie jest miękkie, w pozostałych częściach krzywej jest twarde. Szczególnie niekorzystny jest więc wybór punktu pracy na początku charakterystyki.

Analiza charakterystyki statycznej metodą Barkhausena może być bardzo pomocna przy projektowaniu urządzeń samowzbudnych.

Jest oczywiste, że wzmacniacz typu *C* z napięciem początkowym siatki z obcego źródła nie jest zdolny do samowzbudzenia, gdyż lampa w spoczynku ma oporność nieskończenie wielką. Może on jedynie podtrzymać drgania wzbudzone z obcego źródła.



Rys. 126 b.

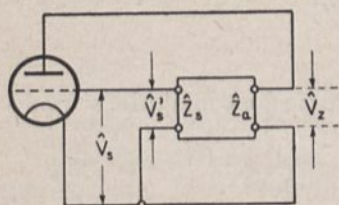
Generator samowzbudny może jednak pracować według typu *C* z dużą nawet sprawnością, jeżeli ujemne napięcie siatki jest powodowane w nim przez opór wpływowy siatki. Wówczas początkowy punkt pracy można obrać tak, aby generator łatwo się wzbudzał, a potrzebne dla normalnej pracy ujemne napięcie siatkowe ustala się samoczynnie. Opór wpływowy siatki, zabocznikowany kondensatorem, jest normalnie stosowany w układach samowzbudnych.

<sup>1)</sup> Patrz Barkhausen III, str. 40 i następne.

## 7. Obliczenie układu samowzбудnego metodą symboliczną.

W stanie ustalonym, a więc w stanie samopodtrzymania drgań, do generatora samowzbudnego zastosować można rachunek symboliczny.

A mianowicie w przypadku najogólniejszym przedstawić można układ zewnętrzny generatora o sprzężeniu zwrotnym jako czwórnik (rys. 127), którego wejście jest załączone na obwód anodowy lampy, wyjście zaś — na obwód siatkowy. Jeżeli od strony obwodu anodowego czwórnik przedstawia opór pozorny  $\hat{Z}_a$ , to napięcie wzbudające  $\hat{V}_s$ , przyłożone do obwodu siatkowego lampy, daje w obwodzie anodowym napięcie wzmacnione:



Rys. 127.

$$\hat{V}_z = - \frac{K \hat{V}_s}{1 + \frac{\rho}{\hat{Z}_a}}, \quad (a)$$

czemu odpowiada wzmacnienie napięciowe:

$$\hat{k} = \frac{\hat{V}_z}{\hat{V}_s} = - \frac{K}{1 + \frac{\rho}{\hat{Z}_a}}. \quad (b)$$

Pod działaniem napięcia  $\hat{V}_z$  powstaje na zacisku wyjściowym czwórnik napięcie  $\hat{V}'_s$ . Wobec tego, że układ zewnętrzny ma charakterystykę niezależną od amplitudy, można te dwie wielkości wyrazić zależnością:

$$\hat{V}'_s = \hat{g} \hat{V}_z, \quad (265)$$

w której  $\hat{g}$  jest pewną liczbą zespoloną, wyrażającą w najogólniejszej postaci tłumienie czwórnik. Można ją nazwać *współczynnikiem sprzężenia zwrotnego* danego układu (H. Barkhausen).

Posługując się równaniem (b), można napisać:

$$\hat{V}'_s = \hat{g} \hat{k} \hat{V}_s = (a + jb) \hat{k} \hat{V}_s. \quad (c)$$

Aby spełniony był warunek samopodtrzymania drgań, musi być:

$$\frac{\hat{V}'_s}{\hat{V}_s} = 1 = \hat{g} \hat{k} = - \hat{g} \frac{K}{1 + \frac{\rho}{\hat{Z}_a}} = - (a + jb) \frac{K}{1 + \frac{\rho}{\hat{Z}_a}}.$$

Z warunku tego wynika, że:

- 1)  $a$  i  $b$  muszą być ujemne, co odpowiada wynikowi osiągniętemu już drogą analityczną dla sprzężenia indukcyjnego,
- 2) iloczyn  $\hat{g} \hat{k}$  musi być równy jedności (równość amplitud), czyli

że współczynnik sprzężenia zwrotnego musi być równy odwrotności współczynnika wzmocnienia napięciowego układu,

3) część urojona iloczynu  $g\hat{k}$  musi być równa zero, czyli że czwórnik musi przedstawiać dla generatora obciążenie bezindukcyjne.

Warunek trzeci wraz z pierwszym dają łącznie równowagę faz generatora.

Na charakter czwornika ma pewien wpływ obwód siatkowy lampy:

1) pojawienie się prądu siatki sprawia, że obwód siatkowy lampy wytwarza pewne obciążenie rzeczywiste, załączone równolegle do wyjścia czwornika, wywołując przesunięcie fazy wzbudzenia,

2) jeszcze większy wpływ na pracę generatora ma obciążenie wejściowe lampy, wywołane przez obecność pojemności między anodą i siatką<sup>1)</sup>.

Oba te czynniki mają wpływ na stałość częstotliwości generatora.

Metodę rozpatrzoną tu w postaci uogólnionej, można zastosować do konkretnego przykładu sprzężenia zwrotnego indukcyjnego (rys. 128).

Obwód anodowy przedstawia, ogólnie biorąc, pewien opór zespolony:

$$\hat{Z}_a = R_a + jX_a. \quad (a)$$

Napięcie  $\hat{V}_z$  na zaciskach tego obwodu, wzbudzone przez napięcie  $\hat{V}_s$ , wynosi wówczas:

$$\hat{V}_z = -\frac{K \hat{V}_s}{1 + \frac{\rho}{\hat{Z}_a}}. \quad (b)$$

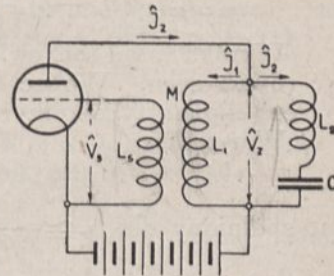
Pod wpływem siły elektromotorycznej, równej liczbowo temu napięciu, płynie w gałęzi indukcyjnej ( $R + j\omega L_1 \cong j\omega L_1$ ) prąd:

$$\hat{J}_1 = -\frac{\hat{V}_z}{j\omega L_1} = \frac{1}{j\omega L_1} \cdot \frac{K \hat{V}_s}{1 + \frac{\rho}{\hat{Z}_a}}, \quad (c)$$

który indukuje w obwodzie siatkowym napięcie:

$$\hat{V}'_s = -j\omega M \hat{J}_1 = -\frac{M}{L_1} \cdot \frac{K \hat{V}_s}{1 + \frac{\rho}{\hat{Z}_a}}. \quad (d)$$

<sup>1)</sup> Patrz rozdział VI, § 1 i następane.



Rys. 128.

Z równania (d) można obliczyć warunek samopodtrzymania drgań w układzie przy ujemnym współczynniku indukcji wzajemnej jako:

$$\frac{\hat{V}_s'}{\hat{V}_s} = 1 = \frac{M}{L_1} \cdot \frac{K}{1 + \frac{\rho}{\hat{Z}_a}}, \quad (e)$$

lub, po podstawieniu wartości  $\hat{Z}_a$  z równania (a) i prostych przeróbkach algebraicznych<sup>1)</sup>:

$$\frac{KM}{L_1} \cdot \frac{R_a^2 + X_a^2 + \rho R_a}{(R_a + \rho)^2 + X_a^2} + j \frac{KM}{L_1} \cdot \frac{X_a \rho}{(R_a + \rho)^2 + X_a^2} = 1.$$

Wynika stąd oczywiście, że część urojona tego wyrażenia musi być równa zeru. Wobec tego, że  $\rho$  jest zawsze wielkością skończoną, do zera można tylko przyrównać wielkość  $X_a$ .

Warunek:

$$X_a = 0$$

jest spełniony dla  $\omega_r \cong \frac{1}{\sqrt{(L_1 + L_2)C}}$ , zaś opór zastępczy obwodu wynosi

wówczas<sup>2)</sup>:

$$R_a = R_z = \frac{\omega^2 L_1^2}{R}. \quad (266)$$

Wówczas będzie:

$$\frac{KM}{L_1} \cdot \frac{R_a (R_a + \rho)}{(R_a + \rho)^2} = \frac{KM}{L_1} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\rho}{R_a}} = \frac{M}{L_1} \cdot \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R_a}} = 1. \quad (267)$$

Zapomocą równania (267) można obliczyć indukcyjność wzajemną, niezbędną dla samowzbudzenia układu:

$$M \geq L_1 \frac{1 + \frac{\rho}{R_a}}{K}, \quad (268)$$

<sup>1)</sup> Po wymnożeniu licznika i mianownika przez  $R_a + jX_a$  otrzymuje się:

$$\frac{M}{L_1} \cdot \frac{K(R_a + jX_a)}{\rho + R_a + jX_a},$$

co, po usunięciu niewymierności mianownika, daje:

$$\frac{M}{L_1} \cdot \frac{K(R_a + jX_a)(\rho + R_a - jX_a)}{(\rho + R_a)^2 + X_a^2} = \frac{KM}{L_1} \cdot \frac{R_a^2 + X_a^2 + \rho R_a + j\rho X_a}{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}.$$

<sup>2)</sup> Patrz tom I, rozdział I, str. 37.

czyli:

$$M \geq \frac{L_1}{k} \quad (268a)$$

Przy stosowaniu wzorów na indukcyjność wzajemną samowzbudzenia należy pamiętać, aby jako  $K$  i  $\rho$  podstawić wartości odpowiadające początkowemu punktowi pracy lampy, a nie wartości średnie, podane w katalogu.

Często bowiem generator lampowy pracuje w pobliżu początku charakterystyk, gdzie zazwyczaj  $\rho$  jest większe, a  $K$  mniejsze, niż w części prostoliniowej.

W analogiczny sposób można rozwiązać dowolny układ samowzbudny ze sprzężeniem zwrotnym, znajdując częstotliwość rezonansową z warunku  $X_a = 0$ , a następnie obliczając opór zastępczy układu dla tej częstotliwości.

### 8. Samowzbudzenie układu z obwodem rezonansowym w obwodzie siatki (autodyna).

Układ, zawierający obwód rezonansu prądów  $LCr$  między siatką i katodą a zwojnicę sprzężenia zwrotnego  $L_a$  w obwodzie anodowym (rys. 129), jest często stosowany w odbiornikach jako t. zw. układ autodynowy.

Tu jako napięcie wzbudzające działa przepięcie rezonansowe  $\hat{V}_s$ , które występuje na zwojnicy  $L_1$  i kondensatorze  $C_1$  obwodu rezonansowego pod działaniem prądu rezonansowego  $\hat{J}_1$ . Prąd ten jest wytworzony przez siłę elektromotoryczną  $\hat{E}_1$ , indukowaną w obwodzie siatkowym przez zmienny prąd anodowy  $\hat{J}_z$ . Ta siła elektromotoryczna wynosi (przy założeniu, że  $M$  jest ujemne):

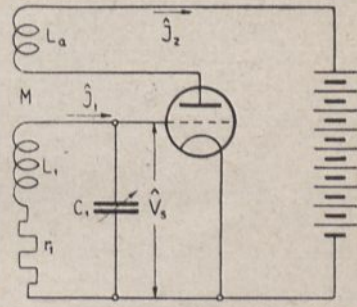
$$\hat{E}_1 = +j\omega M \hat{J}_z \quad (a)$$

i dla wytworzenia prądu  $\hat{J}_1$  musi pokonać nie tylko oporność obwodu siatkowego:

$$r_1 + jX_1 = r_1 + j\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right), \quad (b)$$

lecz i przeniesioną z obwodu anodowego<sup>1)</sup> oporność:

$$\frac{\omega^2 M^2}{\rho^2 + \omega^2 L_a^2} (\rho - j\omega L_a), \quad (c)$$



Rys. 129.

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 73 i następne.

która dla

$$\omega^2 L_a^2 \ll \rho^2$$

sprowadza się do postaci:

$$\frac{\omega^2 M^2}{\rho} - j \frac{\omega^3 M^2 L_a}{\rho^2}.$$

Wówczas prąd w obwodzie siatkowym można wyrazić równaniem:

$$\hat{J}_1 = \frac{j \omega M \hat{J}_z}{r_1 + \frac{\omega^2 M^2}{\rho} + j \left( \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} - \frac{\omega^3 M^2 L_a}{\rho^2} \right)}. \quad (d)$$

Jak z tego wynika, sprzężenie zwrotne różstraja obwód siatkowy, wpływa więc na częstotliwość drgań własnych, która, jak wynika z warunku:

$$\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} - \frac{\omega^3 M^2 L_a}{\rho^2} = 0, \quad (269)$$

ulega zwiększeniu. Zjawisko to jest bardzo ważne dla strojenia odbiornika t. zw. reakcyjnego, jednakże przy obliczeniach technicznych, szczególnie dla granicy samowzbudzenia, może być pominięte.

Można więc napisać z dostatecznym przybliżeniem:

$$\omega_o = \omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}},$$

a temsamem:

$$\hat{J}_1 \cong \frac{\hat{E}_1}{r_1 + \frac{\omega^2 M^2}{\rho}} = \frac{j \omega M \hat{J}_z}{r_1 + \frac{\omega^2 M^2}{\rho}}. \quad (e)$$

Stąd przepięcie rezonansowe np. na pojemności obwodu:

$$\hat{V}_s = \frac{\hat{J}_1}{j \omega C_1} = \frac{M}{C_1} \cdot \frac{\hat{J}_z}{r_1 + \frac{\omega^2 M^2}{\rho}}. \quad (f)$$

Przepięcie to, działając jako napięcie wzbudzające między siatką i katodą, daje w obwodzie anodowym składową zmienną prądu (jeżeli pominąć obciążenie, wywołane przez obwód siatkowy):

$$\hat{J}'_z = \frac{K \hat{V}_s}{\rho} = S \hat{V}_s. \quad (g)$$

Drgania w układzie wzbudzą się, o ile zachowana będzie nierówność obliczona z równań (f) i (g).

$$\frac{\hat{J}'_z}{\hat{J}_z} = \frac{SM}{C_1} \cdot \frac{1}{r_1 + \frac{\omega^2 M^2}{\rho}} \geq 1. \quad (270)$$

Dla warunku krytycznego  $\left(\frac{\hat{J}'_z}{\hat{J}_z} = 1\right)$  otrzymuje się równanie:

$$\frac{\omega^2 M_o^2}{\rho} - \frac{SM_o}{C_1} + r_1 = 0, \quad (271)$$

które po podstawieniu:

$$\omega^2 = \frac{1}{L_1 C_1}, \quad \frac{L_1}{r_1 C_1} = R_z, \quad \rho S = K,$$

przekształca się na:

$$M_o^2 - KL_1 M_o + \frac{\rho L_1^2}{R_z} = 0. \quad (271 a)$$

Stąd otrzymuje się rozwiązanie:

$$M_o = \frac{KL_1}{2} \left[ 1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{\rho}{K^2 R_z}} \right], \quad (272)$$

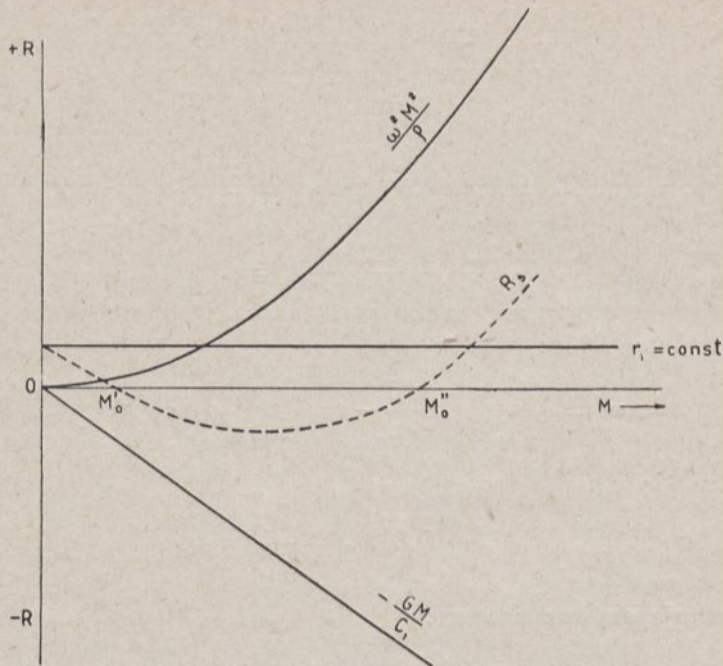
które dowodzi, że współczynnik indukcji wzajemnej, dla spełnienia warunku samowzbudzenia, musi leżeć w granicach:

$$|M'_o| > |M| > |M''_o|. \quad (272 a)$$

Pierwiastki (272) równania (271 a) podają dolną i górną granicę sprzężenia zwrotnego, przy którym oporność wypadkowa obwodu siatki jest równa zero. Oporność ta, jak wskazuje równanie (271), składa się z trzech czynników: stałej oporności  $r_1$  obwodu, oporności ujemnej  $\frac{SM}{C_1}$  sprzężenia zwrotnego, proporcjonalnej do  $M$ , oraz z obciążenia, wywołanego przez lampę  $\frac{\omega^2 M^2}{\rho}$ , proporcjonalnego do kwadratu  $M$  (rys. 130).

Stąd też w miarę zwiększania  $M$  opór ujemny najpierw kompensuje opór obwodu, przy dalszym jednak wzroście  $M$  korzyść tę niweczy obciążenie, wywołane przez opór wewnętrzny lampy. Stąd wynika, że generator będzie skłonny do drgań w tem szerszych granicach wartości  $M$ , im większa jest oporność dynamiczna lampy (pentody wielkiej częstotliwości).

Rozważania te są ściśle oczywiście tylko przy założeniu prostoliniowości charakterystyk. Dla lampy rzeczywistej mają one znaczenie



Rys. 130.

raczej jakościowe i pozwalają obliczyć  $M_0$  jedynie orientacyjnie.

*Przykład.*

Dana jest lampa  $E-424 N$  o stałych:  $K = 24 V/V$ ,  $\rho = 12500 \Omega$ , połączona z obwodem  $L = 200 \cdot 10^{-6} H$ ,  $C = 100 \cdot 10^{-12} \div 500 \cdot 10^{-12} F$ ,  $r = 75 \Omega$  (dla  $C_{\min}$ )  $\div 25 \Omega$  (dla  $C_{\max}$ ).

Obliczyć graniczne wartości sprzężenia zwrotnego dla obu krańcowych częstotliwości rezonansowych.

Obliczenie:

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L C_{\min}}} = \frac{1}{\sqrt{200 \cdot 10^{-6} \cdot 100 \cdot 10^{-12}}} = 0,71 \cdot 10^7 = 7,1 \cdot 10^6,$$

$$R'_s = \frac{L}{r' C_{\min}} = \frac{200 \cdot 10^{-6}}{75 \cdot 100 \cdot 10^{-12}} = 26700 \Omega,$$

$$\frac{\rho}{R'_s} = \frac{12500}{26700} = 0,47,$$

**Uwaga.** Na rys. 130 zamiast oznaczenia  $-\frac{GM}{C_1}$  powinno być  $-\frac{SM}{C_1}$ .



$$\omega_2 = \omega_1 \sqrt{\frac{C_{\min}}{C_{\max}}} = 7,1 \cdot 10^6 \sqrt{\frac{100 \cdot 10^{-12}}{500 \cdot 10^{-12}}} = 3,17 \cdot 10^6,$$

$$R_z'' = \frac{L}{r'' C_{\max}} = \frac{200 \cdot 10^{-6}}{25 \cdot 500 \cdot 10^{-12}} = 16000 \Omega,$$

$$\frac{\rho}{R_z''} = \frac{12500}{16000} = 0,78.$$

Stąd równanie (272) daje dla częstotliwości największej:

$$M_o = \frac{K L}{2} \left( 1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{\rho}{K^2 R_z'}} \right) = \frac{24 \cdot 200 \cdot 10^{-6}}{2} \left( 1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{0,47}{24^2}} \right) =$$

$$= 2,4 \cdot 10^{-3} (1 \pm 0,998); \quad M_o' = 4,8 \cdot 10^{-3} H, \quad M_o'' = 4,8 \cdot 10^{-6} H,$$

zaś dla częstotliwości najmniejszej:

$$M_o = \frac{24 \cdot 200 \cdot 10^{-6}}{2} \left( 1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{0,78}{24^2}} \right) = 2,4 \cdot 10^{-3} (1 \pm 0,997);$$

$$M_o''' = 4,79 \cdot 10^{-3} H. \quad M_o^{IV} = 7,2 \cdot 10^{-6} H.$$

Jako graniczną wartość dla samowzbudzenia można więc przyjąć wartość większą:

$$M_o = 7,2 \mu H.$$

Chcąc tę wartość osiągnąć przy współczynniku sprzężności  $\kappa = 0,2$ , otrzymamy niezbędną wartość indukcyjności  $L_a$  z równania:

$$L_a = \frac{M_o^2}{\kappa^2 L} = \frac{7,2^2 \cdot 10^{-12}}{0,04 \cdot 200 \cdot 10^{-6}} = 6,5 \cdot 10^{-6} H = 6,5 \mu H.$$

Daje to przy częstotliwości maksymalnej opór urojony:

$$X_a = 7,1 \cdot 10^6 \cdot 6,5 \cdot 10^{-6} = 46 \Omega,$$

z czego wynika, że z dostateczną dokładnością spełniony jest warunek:

$$X_a^2 \ll \rho^2.$$

Przy częstotliwości najmniejszej warunki są jeszcze korzystniejsze gdyż:

$$X_a = 3,17 \cdot 10^6 \cdot 6,5 \cdot 10^{-6} = 20,6 \Omega.$$

Jak łatwo sprawdzić, nawet przy  $z = 1$  nie da się osiągnąć górnej granicy krytycznego sprzężenia zwrotnego.

Na podstawie równania (269) można sprawdzić rozstrojenie wywołane w układzie przy sprzężeniu krytycznym. Wpływ jego jest największy przy częstotliwości największej, a więc ten przypadek należy przeanalizować.

Aby otrzymać  $\omega = 7,1 \cdot 10^6$ , należy nieco przestroić pojemność, którą można znaleźć z równania (269) jako:

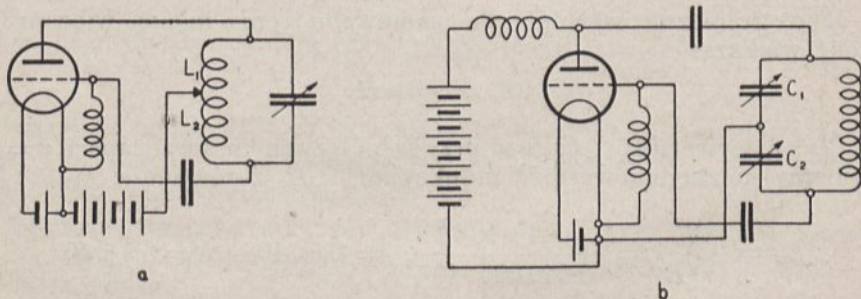
$$C = \frac{1}{\omega^2 L - \frac{\omega^4 M^2 L_a}{\rho^2}} = \frac{1}{7,1^2 \cdot 10^{12} \cdot 200 \cdot 10^{-6} - \frac{7,1^4 \cdot 10^{24} \cdot 7,2^2 \cdot 10^{-12} \cdot 6,5 \cdot 10^{-6}}{12500^2}}$$

$$= \frac{1}{100,4 \cdot 10^8 - 750} \cong 100 \text{ p.p. F.}$$

Jak więc widać, różnica jest znikomo mała.

## 9. Sprzężenie zwrotne potencjometryczne.

Bardzo rozpowszechnione ze względu na wielką łatwość samowzbudzenia są układy t. zw. potencjometryczne. Układów tych istnieje szereg odmian, można je jednak sprowadzić do dwu typów zasadniczych: indukcyjnego, rys. 131 a (t. zw. układ Hartley'a) i pojemnościowego, rys. 131 b (t. zw. układ Colpitts'a).



Rys. 131.

Matematycznie oba typy są zbliżone do siebie. A mianowicie oporność rezonansowa obu gałęzi obwodu rezonansu prądów wynosi w przybliżeniu (z pominięciem oporności rzeczywistych):

$$X_r = \omega_r L = \frac{1}{\omega_r C} = \pm \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (a)$$

gdzie  $L$  i  $C$  oznaczają wypadkową indukcyjność i wypadkową pojemność obwodu rezonansowego.

Jeżeli obwód jest włączony między anodę i siatkę lampy, a dowolny punkt oporności indukcyjnej lub też pojemnościowej łączy się z katodą, to oporność  $X_r$  podzieli się na dwie części:

$$X_1 + X_2 = X_r. \quad (b)$$

Pierwsza z nich stanowi jedną gałąź nowego obwodu rezonansu prądów, leżącego między anodą i katodą, którego oporność zastępcza wynosi (przy małych wartościach  $r$ )<sup>1)</sup>:

$$R_s = \frac{X_1^2}{r}, \quad (c)$$

spadek zaś napięcia, występujący na części  $X_2$ , jest napięciem wzbudzającym, działającym między katodą i siatką. Dzięki temu, że charakter obu oporów  $X_1$  i  $X_2$  jest ten sam, a połączenia  $X_2$  z siatką i katodą są skrzyżowane, występuje w układzie wymagane sprzężenie ujemne.

W układzie potencjometrycznym pod wpływem działającego w obwodzie anodowym napięcia zmiennego:

$$\hat{V}_s = - \frac{K \hat{V}_s}{1 + \frac{\rho}{R_s}} = - \frac{K \hat{V}_s}{1 + \frac{\rho r}{X_1^2}} \quad (d)$$

płynie w gałęzi obwodu rezonansowego, sprzężonej z lampą, prąd:

$$\hat{J} = - \frac{\hat{V}_s}{j X_1} = \hat{V}_s \frac{K}{j X_1 \left(1 + \frac{\rho r}{X_1^2}\right)}. \quad (e)$$

Prąd ten, płynąc przez opór  $X_2$ , wytwarza na nim spadek napięcia, działający w obwodzie siatki jako napięcie wzbudzające:

$$\hat{V}'_s = j \hat{J} X_2 = \hat{V}_s \frac{X_2}{X_1} \cdot \frac{K}{1 + \frac{\rho r}{X_1^2}}, \quad (f)$$

skąd jako warunek samowzbudzenia otrzymuje się nierówność:

$$\frac{\hat{V}'_s}{\hat{V}_s} = \frac{X_2}{X_1} \cdot \frac{K}{1 + \frac{\rho r}{X_1^2}} \geq 1. \quad (273)$$

Gdy do wyrażenia tego podstawić:

$$X_2 = p X_r, \quad X_1 = (1 - p) X_r, \quad (274)$$

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 34 ÷ 39.

otrzymuje się, po wymnożeniu licznika i mianownika przez  $X_1^2$ :

$$\frac{K p (1 - p) X_r^2}{(1 - p)^2 X_r^2 + \rho r} \geq 1. \quad (273 a)$$

Dla warunku granicznego  $\left(\frac{V_s'}{V_s} = 1\right)$  otrzymuje się równanie drugiego stopnia z niewiadomą  $p$ , o pierwiastkach<sup>1)</sup>:

$$p = \frac{(K + 2) \pm K \sqrt{1 - 4 \frac{\rho}{R_{zo}} \cdot \frac{K + 1}{K^2}}}{2(K + 1)} =$$

$$= \frac{(K + 2) \pm K \sqrt{1 - \frac{4}{R_{zo} S} \cdot \frac{K + 1}{K}}}{2(K + 1)}, \quad (275)$$

gdzie

$$R_{zo} = \frac{X_r^2}{r} = \frac{L}{r C}$$

jest maksymalną opornością zastępczą obwodu  $LCr$ .

Dla lamp o dużym współczynniku amplifikacji  $\left(\frac{K + 1}{K} \cong 1\right)$  otrzymuje się w przybliżeniu:

$$p \cong \frac{(K + 2) \pm K \sqrt{1 - \frac{4}{R_{zo} S}}}{2(K + 1)} \cong \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{4}{R_{zo} S}}. \quad (275 a)$$

<sup>1)</sup> Przeliczenie:

Gdy (273 a) przyrównać do jedności, otrzyma się:

$$K p (1 - p) X_r^2 - (1 - p)^2 X_r^2 = \rho r,$$

co, po podzieleniu przez  $X_r^2$  i uporządkowaniu wyrazów, daje:

$$(K + 1) p^2 - (K + 2) p + 1 + \frac{\rho r}{X_r^2} = 0.$$

Uwzględniając  $\frac{r}{X_r^2} = \frac{1}{R_{zo}}$ , otrzymuje się rozwiązanie:

$$p = \frac{(K + 2) \pm \sqrt{(K + 2)^2 - 4(K + 1)(1 + \rho/R_{zo})}}{2(K + 1)},$$

skąd, po uporządkowaniu wyrazów pod pierwiastkiem i wyciągnięciu  $K$  przed pierwiastek, dochodzi się do wyrażenia (275).

Znając  $p$ , można obliczyć odpowiednio wartość  $L_2$  lub  $C_2$ . Dla sprzężenia zwrotnego pojemnościowego będzie:

$$\frac{1}{C_2} = p \frac{1}{C},$$

czyli:

$$C_2 = \frac{C}{p}, \quad (276)$$

gdzie  $C$  jest wypadkową pojemnością obwodu:

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}.$$

Dla sprzężenia indukcyjnego natomiast w przypadku ogólnym, gdy obie części  $L_1$  i  $L_2$  są sprzężone zapomocą indukcyjności wzajemnej  $M$ , jest:

$$\left. \begin{aligned} X_r &= \omega L = \omega(L_1 + L_2 + 2M), \\ X_1 &= \omega(L_1 + M) = \omega L'_1, \\ X_2 &= \omega(L_2 + M) = \omega L'_2. \end{aligned} \right\} \quad (277)$$

Stąd na podstawie (274) można napisać:

$$L_2 + M = L'_2 = p L,$$

czyli:

$$L_2 = p L - M. \quad (278)$$

W przypadku szczególnym, gdy  $L_1$  i  $L_2$  nie są sprzężone, wzory podane upraszczają się do:

$$\left. \begin{aligned} X_r &= \omega(L_1 + L_2), \\ X_1 &= \omega L_1, \\ X_2 &= \omega L_2, \end{aligned} \right\} \quad (277 a)$$

skąd:

$$L_2 = p L. \quad (278 a)$$

Równanie (275) daje dwie wartości na  $p$ , które są zarazem dolną i górną granicą samowzbudzenia. A więc warunek samowzbudzenia dla układu potencjometrycznego można wyrazić w postaci:

$$p_1 < p < p_2, \quad (279)$$

skąd dla indukcyjnego sprzężenia zwrotnego:

$$p_1 L < L'_2 < p_2 L, \quad (280)$$

a dla sprzężenia pojemnościowego:

$$\frac{C}{p_2} < C_2 < \frac{C}{p_1}. \quad (281)$$

Dla większości lamp wyrażenie pod pierwiastkiem niewiele różni się od jedności, z czego wynika, że granice, w których spełniony jest warunek samowzbudzenia, są bardzo szerokie. Jest to bardzo dogodne, gdyż pozostawia dużą swobodę dla doboru  $R_z$  i  $V_s$  ze względu na inne warunki, a przede wszystkim na sprawność. Układ ten nadaje się przede wszystkim dla generatorów o szerokim zakresie fal.

Przy stosowaniu wzoru (275) należy pamiętać, aby na  $S$  podstawić wartość odpowiadającą początkowemu punktowi pracy.

*Przykład.*

Lampa o współczynniku amplifikacji  $K = 6 V/V$  i wzmocnieniu prądem w punkcie pracy  $S = 0,5 mA/V$ , pracuje na obwód o  $R_{z_0} = 25000 \Omega$ . Sprawdzić granice samowzbudzenia.

Otrzymujemy:

$$p = \frac{(6 + 2) \pm 6 \sqrt{1 - \frac{4}{25000 \cdot 0,0005} \cdot \frac{6 + 1}{6}}}{2(6 + 1)} = \frac{8 \pm 6 \sqrt{1 - 0,373}}{14} = \frac{8 \pm 4,75}{14},$$

stąd:

$$p_1 = 0,91$$

$$p_2 = 0,23.$$

A więc w przypadku sprzężenia indukcyjnego  $L'_2$  powinno być zawarte w granicach:

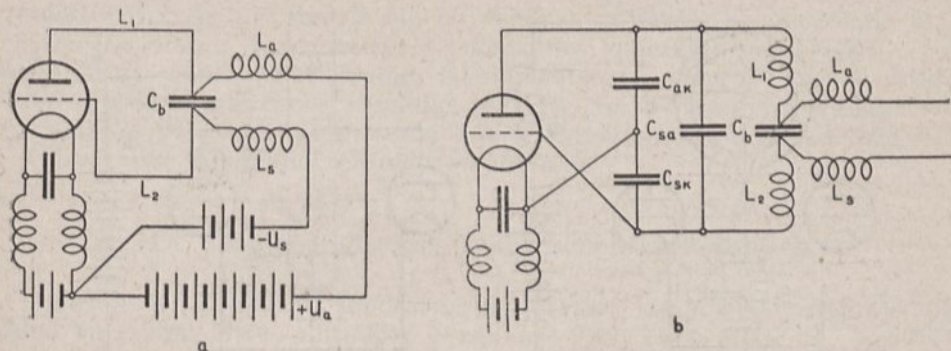
$$L'_2 = (0,23 \div 0,9) L.$$

## 10. Wytwarzanie drgań bardzo wielkiej częstotliwości przez sprzężenie zwrotne.

Na zasadzie sprzężenia zwrotnego można wytwarzać drgania, których częstotliwość dochodzi do  $2 \cdot 10^8$  okresów na sekundę<sup>1)</sup> ( $\lambda = 1,5 m$ ), a nawet wyżej. W tym zakresie częstotliwości na częstotliwość rezonansową i na sprzężenie zwrotne zasadniczy wpływ mają pojemności wewnętrzne lampy, a indukcyjność obwodu stanowią krótkie połączenia

<sup>1)</sup> Lampy Telefunken.

między elektrodami. Typowy układ tego rodzaju przedstawia rys. 132 a, a jego układ zastępczy — rys. 132 b. Jest to więc typowy układ potencjometryczny ze sprzężeniem pojemnościowym.



Rys. 132.

Wobec tego, że pojemności obwodu leżą wewnątrz lampy, więc i prąd rezonansowy (przetężenie rezonansowe) obwodu

$$\hat{J} = \sigma_i \hat{J}_z$$

płynie przez lampę. Prąd ten jest wielokrotnie większy od prądu  $\hat{J}_z$ , płynącego przez lampę przy częstotliwościach mniejszych, więc lampa jest tu nienormalnie obciążona i, o ile nie jest specjalnie skonstruowana, miejsca wtopienia elektrod w szkło, a nawet same elektrody mogą ulec zniszczeniu.

Bardzo duży wpływ na prawidłowe działanie układu ma odpowiednia konstrukcja dławików. Muszą one być dobrane bardzo starannie, gdyż przy tak wielkich częstotliwościach pojemność międzyzwojowa może działać zwierająco na indukcyjność dławika.

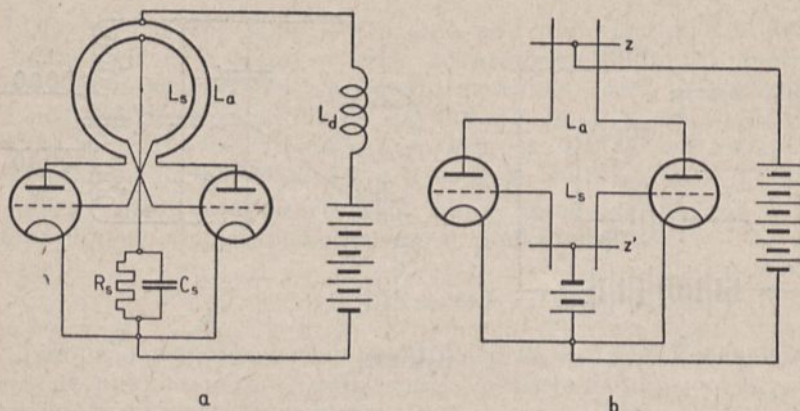
Można uniknąć wytwarzania się napięcia wielkiej częstotliwości na dławikach  $L_a$  i  $L_s$ , sprowadzając je do potencjału zerowego względem katody (H. Barkhausen). Warunek ten będzie spełniony, gdy

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{C_{sk}}{C_{ak}}. \quad (282)$$

Najprostsze jednak jest stosowanie układu symetrycznego<sup>1)</sup>, dzięki czemu zasadniczo można obejść się bez dławików. Układy takie są przedstawione na rys. 133 a (R. Mesny) i 133 b (Holborn). Drugi z tych układów jest bardzo dogodny dla zmiany długości fali, gdyż obwód rezonansowy jest tu wykonany w postaci układu Lechera, strojonego za-

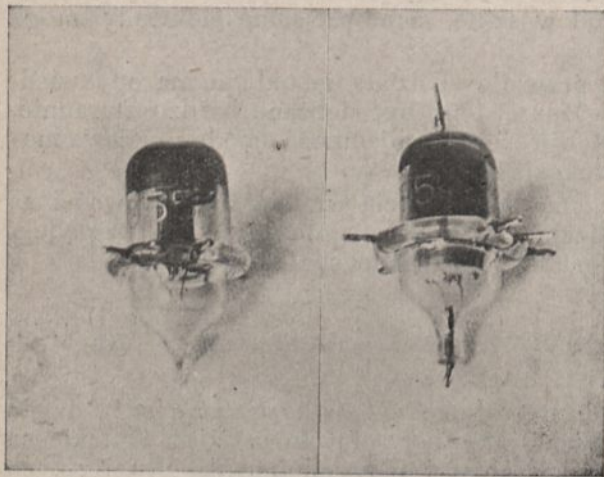
<sup>1)</sup> Symetryczne układy samowzbudne można z powodzeniem stosować do częstotliwości mniejszych.

pomocą przesuwania zwieracza  $z$ . Drugi, podobny zwieracz  $z'$  służy do strojenia sprzężenia zwrotnego.



Rys. 133.

Wobec tego, że pojemnością obwodu drgań w opisanych układach jest pojemność wewnętrzna lampy, więc ona przedewszystkiem ogranicza najkrótszą falę, jaką można wytworzyć. Fala ta oczywiście będzie tem krótsza, im mniejsze są wymiary lampy, a stąd lampy większej mocy nie są zdolne do wytwarzania tak krótkich fal, jak lampy małej mocy, przy pomocy których można dojść do fal rzędu kilkudziesięciu cm.



Rys. 133 c.

Przeszkodą w wytwarzaniu fal bardzo krótkich jest przesunięcie faz w samowzbudzeniu, wywołane przez to, że czas przepływu elektronów od katody do anody nie jest już znikomo mały w porównaniu z okresem drgań. Oporność dynamiczna lampy ma więc skutkiem tego charakter indukcyjny, co może spowodować tak znaczne przesunięcie fazy napięcia

wzbudzającego, że uniemożliwia samowzbudzenie. Jest to też jedna z przyczyn ograniczenia górnej granicy częstotliwości, rosnąca z wymiarami lampy. Opóźnieniu fazy można do pewnego stopnia przeciwdzia-

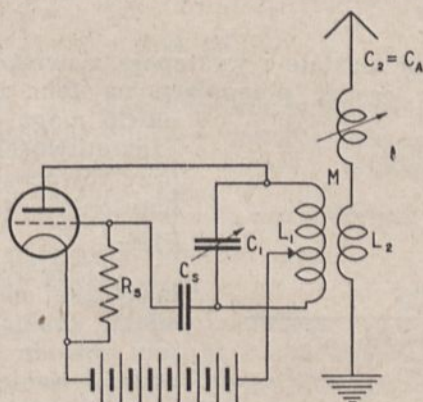


łać, podnosząc napięcie anodowe lampy, a temsamem zwiększając szybkość przelotu elektronów.

Zjawiska, zachodzące w generatorach lampowych przy tak wielkich częstotliwościach, nie nadają się do ścisłych obliczeń, a rozważania matematyczne oddają tu conajwyżej jakościowo charakter przebiegów. Jedynie ścisłe wyniki w dziedzinie fal najkrótszych osiągnąć można drogą doświadczalną, przyczem pamiętać należy, że najmniejsza zmiana we wzajemnem położeniu przewodów lub w ich długości może zadecydować o wzbudzeniu lub niewzbudzeniu się układu.

## 11. Samowzbudzenie w obwodach sprzężonych.

Jeżeli w obwodzie anodowym generatora lampowego znajduje się układ sprzężony dwu obwodów rezonansowych (rys. 134), to, zgodnie



Rys. 134.

z teorią obwodów sprzężonych<sup>1)</sup>, układ taki jest zdolny do drgania dwiema częstotliwościami, które przy małych opornościach omowych równe są w przybliżeniu częstotliwościom rezonansowym tego układu<sup>2)</sup>:

$$\omega_r^2 = \omega_1^2 \frac{1 + \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 \pm \sqrt{\left[1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2\right]^2 + 4\kappa^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2}}{2(1 - \kappa^2)}, \quad (283)$$

gdzie:

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}, \quad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}. \quad (283 a)$$

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 89 i następne, str. 125 i następne.

<sup>2)</sup> Patrz tom I, str. 91 ÷ 93 równania (95) i (99 c).

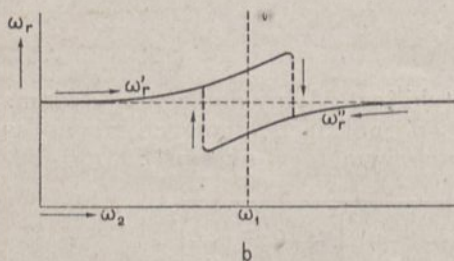
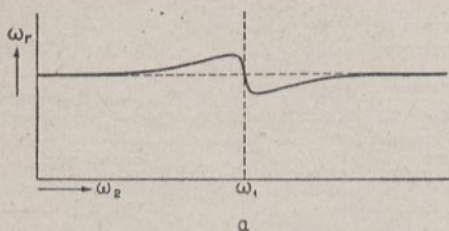
W przypadku szczególnym, gdy oba obwody są zestrojone, a więc gdy  $L_1 C_1 = L_2 C_2$ , częstotliwości te wynoszą:

$$\omega_{r,1,2} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 \pm \kappa}} = \frac{1}{\sqrt{(1 \pm \kappa) LC}}. \quad (284)$$

Jak już zaznaczono w tomie I, przy wzbudzeniu drgań zapomocą oporności ujemnej (za którą również można uważać sprzężenie zwrotne), powstają coprawda początkowo drgania obu częstotliwości, lecz ustalają się tylko drgania jednej częstotliwości, a mianowicie te, których tłumienie w układzie jest mniejsze i które szybciej narastają, (z reguły szybciej narastają drgania o częstotliwości większej). Jednakże, o ile sprzężność w układzie przekracza wartość krytyczną<sup>1)</sup>:

$$\kappa = \frac{1}{\sigma_2} = R_2 \sqrt{\frac{C_2}{L_2}}, \quad (285)$$

drgania w układzie są niestałe i występuje zjawisko *przeskoku częstotliwości i przeciągania prądu*, polegające na tem, że drgania w pewnej



Rys. 135.

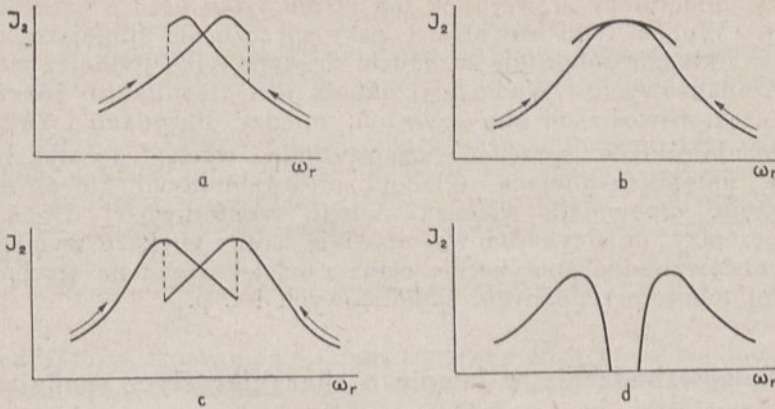
chwili mogą przeskoczyć z jednej częstotliwości drgań na drugą, przy równoczesnej nagłej zmianie natężenia prądu w obwodzie wtórnym.

Przy sprzężności słabszej od krytycznej niema wprowadzić przeskoku częstotliwości przy strojeniu obwodu wtórnego, jednakże oddziaływanie obwodu tego na częstotliwość drgań układu pozostaje. Dlatego też np. przewzorcowanie na określone częstotliwości obwodu pierwotnego układu samowzbudnego sprzężonego może dać dość znaczne błędy, zależy bowiem od nastrojenia obwodu wtórnego. Odchylenia te dochodzą do kilku procent. Na rys. 135 podane są typowe wykresy zależności  $\omega_r$  od nastrojenia obwodu wtórnego: a) poniżej sprzężności

krytycznej, b) powyżej sprzężności krytycznej, na rys. 136 zaś — różne postaci przeciągania prądu wtórnego przy sprzężności silnej (według H. Rukopa). Charakter krzywych prądu wtórnego zależy nie tylko od sprzężności między obu obwodami, lecz również od sprzężenia zwrotnego, szczególnie gdy obwód siatkowy ma własną częstotliwość rezonansową.

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 98, wzór (103).

Przeciąganie może wystąpić również w układzie pierwotnie prawidłowo zaprojektowanym, w którym jednakże pod wpływem czynników

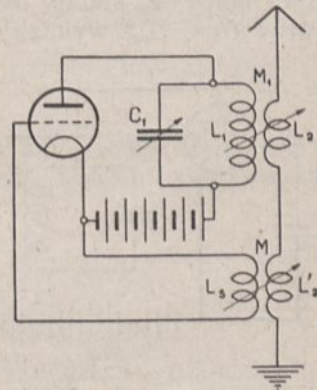


Rys. 136.

zewnętrznych zwiększył się współczynnik przepięcia obwodu antenowego. I tak np. na stacji przenośnej wskutek deszczu może zmniejszyć się opór uziemienia, a równocześnie skutkiem naprężenia linek konopnych podtrzymujących antenę może zmaleć jej pojemność. Działanie takiej stacji jest szczególnie niepewne, gdy przy projektowaniu obrano warunki zbyt bliskie krytycznych.

Zjawisku przeciągania można zapobiec, stosując układ podany na rys. 137, (M. Latour, M. Wien), który polega na tem, że lampa jest sprzężona zwrotnie nie z obwodem pierwotnym, jak na rys. 134, lecz z obwodem wtórnym. Zasada działania tego układu jest następująca:

Jak wynika z rozważań nad obwodami sprzężeniami<sup>1)</sup>, prąd wtórny, odpowiadający większej częstotliwości rezonansowej, jest przesunięty w fazie o 180° względem prądu pierwotnego, podczas gdy przy częstotliwości rezonansowej mniejszej prąd wtórny jest w fazie z prądem pierwotnym. Przy zestrojeniu obu obwodów:



Rys. 137.

$$\hat{j}_2' \cong -\sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \hat{j}_1,$$

$$\hat{j}_2'' \cong \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \hat{j}_1. \quad (286)$$

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 104.

Gdy zastosuje się ujemne sprzężenie zwrotne obwodu siatki z obwodem wtórnym, tylko prąd odpowiadający mniejszej częstotliwości rezonansowej spełni warunek zgodności faz dla samowzbudzenia, podczas gdy przy dodatnim  $M$  warunek ten spełni tylko prąd o częstotliwości większej. Wobec tego również i przy sprzężności silniejszej od krytycznej w układzie mogą się wzbudzić drgania tylko jednej z częstotliwości rezonansowych. Wadą tego układu jest stosunkowo znaczna zależność częstotliwości od obu sprzężeń: między obwodami i zwrotnego.

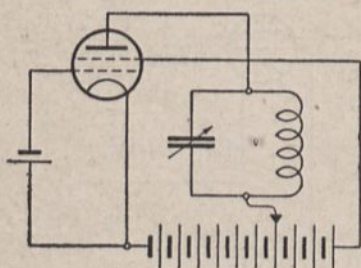
Obecnie układy sprzężone samowzbudne wychodzą coraz bardziej z użycia, ustępując miejsca układom obcowzbudnym, które, unikając przeciągania, zapewniają większą stałość częstotliwości drgań, co do której przepisy międzynarodowe stawiają coraz większe wymagania<sup>1)</sup>. Układy obcowzbudne spotyka się coraz częściej nawet na stacjach bardzo małej mocy, przenośnych, samolotowych i t. p.

## 12. Samowzbudzenie w lampie o charakterystyce spadającej. Dynatron<sup>2)</sup>.

Jak wynika z przebiegu charakterystyk

$$I_a = f(U_a)$$

dla lampy z siatką osłonową<sup>3)</sup>, charakterystyka ta w pewnym zakresie (przy  $U_a < U_{os}$ ) wykazuje oporność ujemną:



Rys 138.

$$R = - \left( \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \right)_{\substack{U_e = \text{const} \\ U_s = \text{const}}} \quad (287)$$

Jeżeli więc w obwód anodowy tej lampy, po odpowiednim dobraniu napięć początkowych, włączyć obwód rezonansu prądów (rys. 138), o oporności zastępczej

$$R_z = |R|, \quad (288)$$

to układ taki, w myśl rozważań zawartych w § 4 tego rozdziału, jest skłonny do drgań własnych i może być sprowadzony do schematu zastępczego rys. 124. Układ ten nosi nazwę *generatorsa dynatronowego* (A. W. Hull, 1918).

Tak np. charakterystyka lampy *E 442 S* na rys. 66 a, wykazuje w oko-

<sup>1)</sup> Patrz „Regulamin Ogólny Radjokomunikacyjny dołączony do Konwencji Madryckiej” Wyd. M. P. i T.

<sup>2)</sup> Patrz: J. Groszkowski, *Generatory o stałej częstotliwości*, WPIR, V, 1933 r., zeszyt 1 — 3.

J. Groszkowski, *Charakterystyki dynatronu*, Prz. El. XVI, 1934 r., str. 768 i 776.

<sup>3)</sup> Patrz rys. 67, str. 112.

licy punktu pracy  $U_a = 25 V$ ,  $U_c = 60 V$ ,  $U_s = -1,5 V$ , oporność ujemną:

$$R = -\frac{30}{0,0012} = -25000 \Omega.$$

Gdybyśmy więc w obwód anodowy tej lampy włączyli obwód o oporności zastępczej rzędu  $20000 \Omega$ , lampa pracowałaby jako generator dynatronowy.

Jak widać z charakterystyki, oporność ujemna jest ograniczona do nieznacznego tylko jej odcinka około  $30 V$  i około  $1 mA$  czemu odpowiada  $V_{zm} = 15 V$  i  $J_{zm} = 0,5 mA$ . Stąd moc prądu zmiennego otrzymana w ten sposób byłaby rzędu:

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \frac{15 \cdot 0,0005}{2} = 0,00375 W \cong 4 mW.$$

Generatory dynatronowe odznaczają się dużą stałością fali i dlatego są stosowane do stabilizowania częstotliwości.

Działanie dynatronowe można również osiągnąć w lampie jedno-siatkowej, nadając siatce napięcie dodatnie przewyższające napięcie anodowe, tak, by wystąpił ujemny przebieg charakterystyki siatkowej pod wpływem emisji wtórnej (rys. 33). W układzie takim nie ma jednakże możliwości wpływania na przebieg charakterystyki, co w lampie dwusiatkowej umożliwiła siatka wewnętrzna  $S_1$  (zwana tu plio-dynatronową).

### 13. Samowzbudzenie w układzie z siatką przeciwladunkową. Negadyna.

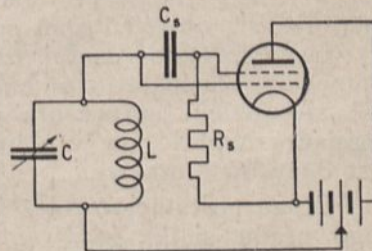
W układzie tym wykorzystuje się ujemne nachylenie charakterystyki siatki przeciwladunkowej. Jak wynika z rys. 77, charakterystyka ta na pewnym odcinku ma nachylenie

$$S = - \left( \frac{\Delta I_{s_1}}{\Delta U_s} \right)_{\substack{U_{s_1} = \text{const} \\ U_a = \text{const}}} \quad (289)$$

Wobec tego, gdy między siatką przeciwladunkową i katodę włączyć obwód rezonansowy o oporności zastępczej (rys. 139)

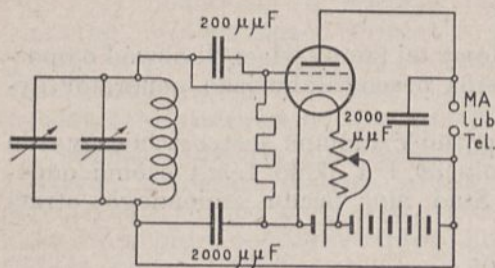
$$R_z = \frac{L}{RC},$$

to spadek napięcia na tym obwodzie nie będzie przesunięty o  $180^\circ$  względem napięcia  $\hat{V}_s$ , jak w obwodzie anodowym lampy trójelektrodowej, lecz będzie w fazie z  $\hat{V}_s$ . Dzięki temu otrzymać można właściwe sprzężenie zwrotne, łącząc obwód ten bezpośrednio z siatką.



Rys. 139.

W praktyce osiąga się to za pośrednictwem kondensatora zaworowego  $C_s$ , który, izolując siatkę wejściową od dodatniego potencjału stałego siatki  $S_1$ , pozwala za pośrednictwem oporu wpływowego  $R_s$ , nadać siatce wejściowej dowolny potencjał ujemny względem katody.



Rys. 140.

Układ ten, zwany też *negadynowym* (J. J. Numans, 1926), jest bardzo dogodny jako generator dla celów laboratoryjnych, zwłaszcza jako t. zw. falomierz interferencyjny. Schemat takiego falomierza podany jest na rys. 140.

Ze względu na zależność przebiegu charakterystyk lampy dwusiatkowej od jej żarzenia, wzbudzenie układu negadynowego jest w dużym stopniu związane z odpowiednim doбором żarzenia.

#### 14. Wzbudzenie drgań zapomocą odwrotnego prądu siatki.

Jak zaznaczono w rozdziale I w pewnych przypadkach obwód prądu siatkowego może mieć oporność ujemną spowodu obecności jonów [prąd odwrotny siatki (rys. 34)] lub emisji wtórnej (rys. 33). Oporność tę wyraża się równaniem:

$$R_s = - \frac{\Delta U_s}{\Delta I_s} \quad (290)$$

Lampa posiadająca taki opór w obwodzie siatki, zdolna jest pobudzić do drgań obwód rezonansu prądów<sup>1)</sup> o oporności zastępczej:

$$R_z = |R_s|.$$

Wprawdzie układ taki nie jest stosowany, lecz w lampach o niedoskonałej próżni opisane zjawisko bywa źródłem drgań pasorzytniczych. Drgania takie mogą powstać wtedy, gdy w obwodzie siatkowym lampy znajduje się obwód drgań pod postacią obwodu strojonego, lub też np. jako transformator małej częstotliwości, którego uzwojenie wraz z pojemnością własną tworzą układ rezonansowy. Mogą one również pojawić się (dzięki sprzężeniu przez pojemność siatka-anoda), gdy układ drgający znajduje się w obwodzie anodowym, a w obwodzie siatkowym jest duży opór omowy.

Mogą powstać również i *drzania relaksacyjne* pod wpływem ujemnego prądu siatki, gdy w obwodzie siatkowym znajduje się opór omowy i pojemność jak np. we wzmacniaczach oporowych.

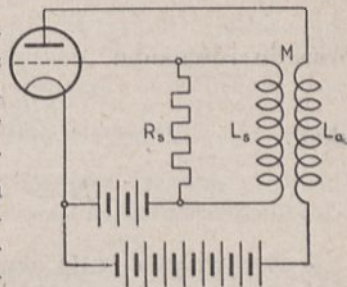
<sup>1)</sup> Patrz m. i. Zenneck i Rukop. Lehrbuch, wyd. V, str. 779.

## 15. Drgania relaksacyjne w układach lampowych.

Drgania niegasnące mogą powstać nie tylko w układzie zawierającym obwód drgający. Źródłem ich mogą być również układy, zawierające tylko indukcyjność i oporność lub pojemność i oporność (drżania relaksacyjne).

W warunkach idealnych, przy prostoliniowych charakterystykach, istnieje możliwość otrzymania drgań relaksacyjnych o przebiegu sinusoidalnym, w rzeczywistości jednakże odbiegają one znacznie od kształtu sinusoidalnego.

Możliwość istnienia drgań sinusoidalnych w układzie nie zawierającym obwodu rezonansowego dowodzi następujące przeliczenie układu rys. 141, dla którego założono, że charakterystyki lampy są prostoliniowe i że lampa pracuje bez prądu siatkowego.



Rys. 141.

Powstający tu pod działaniem napięcia  $\hat{V}_s$  zmienny prąd anodowy  $\hat{J}_z$  wynosi:

$$\hat{J}_z = \frac{K \hat{V}_s}{\rho + \frac{\omega^2 M^2}{R_s + j\omega L_s} + j\omega L_a} \quad (a)$$

Przy ujemnym  $M$  prąd ten indukuje w obwodzie siatkowym siłę elektromotoryczną:

$$\hat{E}_s = j\omega M \hat{J}_z, \quad (b)$$

która na oporze  $R_s$ , a temsamem między siatką i katodą daje napięcie:

$$\hat{V}'_s = \hat{J}_s R_s = \frac{j\omega M \hat{J}_z}{R_s + j\omega L_s} R_s. \quad (c)$$

Podstawiając do (c) wartość na  $\hat{J}_z$  z równania (a), dochodzi się, dla warunku samopodtrzymania drgań, do równości:

$$\frac{\hat{V}'_s}{\hat{V}_s} = \frac{j\omega M R_s K}{\omega^2 M^2 - \omega^2 L_a L_s + \rho(R_s + j\omega L_s) + j\omega L_a R_s} = 1. \quad (d)$$

Po oddzieleniu części rzeczywistej od urojonej, dochodzi się do dwu równań:

$$\omega^2 (M^2 - L_a L_s) + \rho R_s = 0, \quad (e)$$

czyli:

$$\omega^2 = \frac{\rho R_s}{L_a L_s - M^2} = \frac{1}{1 - \kappa^2} \cdot \frac{\rho}{L_a} \cdot \frac{R_s}{L_s}, \quad (291)$$

gdzie:

$$\kappa = \frac{M}{\sqrt{L_a L_s}},$$

oraz do równania:

$$j R_s K \omega M = j \omega (\rho L_s + R_s L_a), \quad (f)$$

skąd:

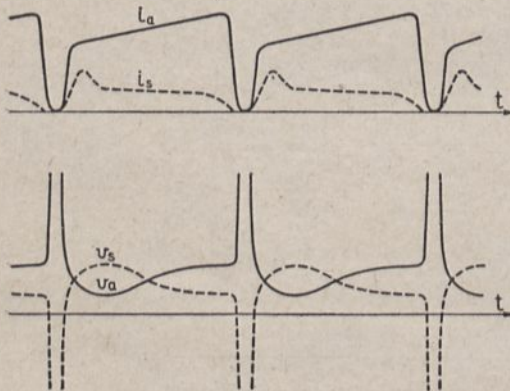
$$M = \frac{\rho L_s + R_s L_a}{K R_s} = \frac{L_s}{R_s S} + \frac{L_a}{K}. \quad (292)$$

Z równania (291) wynika, że układ rys. 141 w idealnych warunkach, przy wartości  $M$  wyrażonej równaniem (292), może podtrzymać drgania sinusoidalne o częstotliwości proporcjonalnej do iloczynu stałych czasu obu obwodów, siatkowego i anodowego, a malejącej ze wzrostem sprzężności między obwodami.

Posiadanie przez taki układ ściśle określonej częstotliwości „rezonansowej” tłumaczy się fizycznie tem, że tylko przy jednej częstotliwości istnieje zgodność faz między  $\hat{V}_s$  i  $\hat{V}'_s$ , niezbędna dla samopodtrzymania drgań, przy tej jednej bowiem częstotliwości znika część rzeczywista (e) równania.

W podobny sposób można obliczyć warunki samopodtrzymania drgań w innych układach, nie zawierających obwodów rezonansowych.

W rzeczywistości przebiegi sinusoidalne w układach nierezonansowych jest bardzo trudno utrzymać, a to zarówno ze względu na zakrzywienia charakterystyk, jak i spowodu pojawienia się prądu siatkowego.



Rys. 142.

W układach rezonansowych zniekształcenie prądu anodowego kompensuje się w znacznej mierze działaniem filtrującym obwodu rezonansowego, dzięki któremu napięcie sprzężenia zwrotnego ma zapewniony przebieg mniej lub więcej sinusoidalny. W układach relaksacyjnych tego czynnika brak i drgania, w miarę narastania amplitudy, coraz bardziej odbiegają od kształtu sinusoidalnego, przechodząc

w końcu w następujące po sobie aperiodyczne okresy powstawania i zanikania prądu. Typowy przebieg takich drgań w układzie rys. 141 przedstawia (według H. Barkhausena) rys. 142. W szczególności, gdy  $R_s = \infty$ ,



częstotliwość drgań z równania (291) staje się nieskończenie wielka, czyli, przy spełnionym warunku samowzbudzenia

$$M > \frac{L_a}{K}, \quad (292 a)$$

prąd anodowy początkowo narasta nieskończenie szybko, aby następnie ulec zahamowaniu pod wpływem pojawiającego się prądu siatkowego i po dojściu do nasycenia, równie szybko zaniknąć. Z temi nagłymi zmianami prądu anodowego wiążą się silne przepięcia samoindukcyjne  $L_a \frac{di_a}{dt}$  w obwodzie anodowym i  $L_s \frac{di_s}{dt}$  w obwodzie siatkowym. Przepięcia te, ograniczone zresztą jedynie przez pojemność własną zwojnic, mogą spowodować uszkodzenie uzwojeń (np. we wzmacniaczach transformatorowych małej częstotliwości).

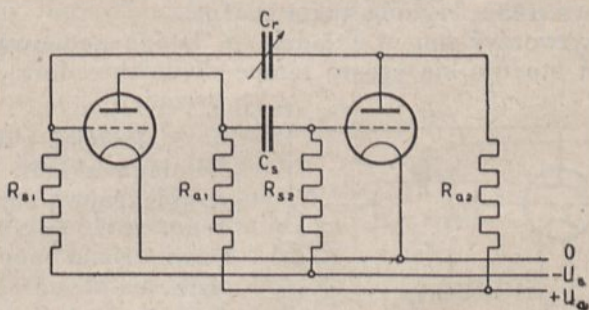
Jak już zaznaczono w § 5, analogiczne drgania relaksacyjne powstają również w układach samowzbudnych rezonansowych przy nadmiernym sprzężeniu zwrotnym, przechodząc, przy osłabieniu sprzężenia, w drgania rezonansowe.

Cechą charakterystyczną drgań relaksacyjnych jest znaczna stosunkowo zależność częstotliwości od czynników zewnętrznych. Dlatego drgania te łatwo się synchronizują z częstotliwością wzbudzającą, różniącą się stosunkowo nieznacznie od ich częstotliwości. Synchronizacja występuje i wówczas, gdy częstotliwość wzbudzająca zbliża się do jednej z harmonicznych częstotliwości relaksacyjnej, przez co można osiągnąć t. zw. *obniżanie częstotliwości*<sup>1)</sup>. Drogą tą można dojść do synchronizowania częstotliwości, mniejszej około 200 razy od częstotliwości wzbudzającej.

Odwrotnie można synchronizować drgania relaksacyjne o małej stosunkowo częstotliwości (np. zapomocą kamertonu, patrz niżej) i wyfiltrować z nich dowolnie wysoką harmoniczną, co jest ułatwione ze względu na wybitnie nieprawidłowy przebieg napięcia i prądu tych drgań. Typowymi układami służącymi do tego celu są t. zw. *multiwibratory* — układy relaksacyjne z oporem sprzężeniem zwrotnym.

Najbardziej rozwinięty jest multiwibrator dwulampowy Abrahama i Blocha (rys. 143), którego okres drgań relaksacyjnych wynosi w przybliżeniu:

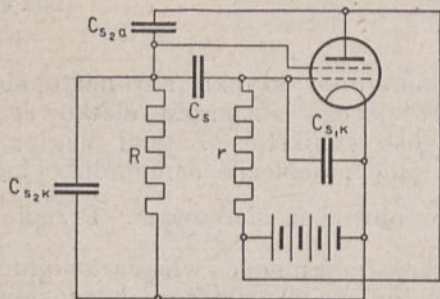
$$T \cong C_r R_{s_1} + C_s R_{s_2}. \quad (293)$$



Rys. 143.

<sup>1)</sup> J. Groszkowski. O obniżeniu częstotliwości, WPIR I, r. 1929, Nr. 4, str. 25 ÷ 38.

Zresztą układ Abrahama i Blocha jest w zasadzie tylko wzmacniaczem oporowym, w którym występuje pojemnościowe sprzężenie zwrotne między siatką jednej lampy i anodą lampy następnej. Stąd teo wzmacniacze oporowe są skłonne do drgań relaksacyjnych.



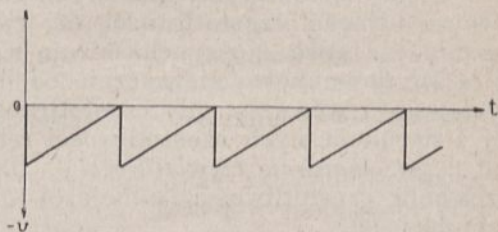
Rys. 144.

Multiwibrator Roosensteina (rys. 144), można uważać za odmianę generatora negadynowego (§ 13), wykorzystuje on bowiem ujemne nachylenie charakterystyk obwodu siatki przeciwladunkowej w lampie dwusiatkowej.

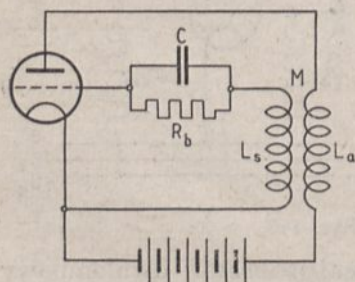
Obie wspomniane zamiany częstotliwości, zarówno obniżanie, jak i powielanie przy pomocy układów relaksacyjnych, mają doniosłe zna-

czenie w technice pomiarów częstotliwości.

Dalsze zastosowanie mają generatory relaksacyjne dzięki temu, że przez odpowiedni dobór elementów można w nich wytwarzać dowolne krzywe prądu i napięcia. I tak, w urządzeniach telewizyjnych są używane układy o przebiegu trójkątnym napięcia, służące do tego, aby promień katodowy, służący do analizowania obrazu, wpraw odchyłał się proporcjonalnie do czasu, a następnie natychmiast powracał do położenia początkowego (rys. 145). Drgania takie można wytworzyć np. w układzie z lampą neonową<sup>1)</sup>, przyczem zamiast oporu stosuje się często lampę dwuelektrodową, pracującą przy prądzie nasycenia.



Rys. 145.



Rys. 146.

Również i w układzie rys. 146, będącym odmianą układu rys. 141, występuje tego rodzaju krzywa napięcia. A mianowicie, wobec tego, że  $R_s = \infty$ , więc zgodnie z tem co powiedziano poprzednio, napięcie w obwodzie siatki narasta bardzo szybko, ładując kondensator  $C$ , który następnie wyładowuje się wolno przez opór  $R_b$ . W ten sposób powstają drgania, których okres równa się stałej czasu obwodu  $CR_b$ :

$$T = CR_b. \quad (294)$$

<sup>1)</sup> Patrz tom I, rys. 33, str. 63.

Układ rys. 146, często spotykany w generatorach lampowych<sup>1)</sup>, przy zbyt silnym sprzężeniu zwrotnym łatwo stać się może źródłem drgań pasorzytniczych, powodujących okresowe przerywanie drgań generatora z częstotliwością słyszalną lub ponadslyszalną, zależnie od wartości  $C$  i  $R_b$  (samowzbudzenie przerywane)<sup>2)</sup>.

Przyczyną drgań tego rodzaju stają się często opory zabocznikowane kondensatorami w obwodach zasilających (np. odbiorników zasilanych z sieci prądu silnego). Dlatego też w urządzeniach takich należy starannie unikać sprzężenia zwrotnego między poszczególnymi stopniami poprzez obwody zasilające.

Pasorzytnicze drgania relaksacyjne w układach generatorowych i wzmacniających są zresztą zjawiskiem tak samo niepożądanym, jak i drgania rezonansowe, a o tyle groźniejszym, że ze względu na niesinusoidalny przebieg wywołują nieraz groźne dla urządzenia przepięcia. Przyczyną ich, zgodnie z poprzednimi rozważaniami, może być zarówno zbyt silne sprzężenie zwrotne, jak i oporność ujemna, wynikająca z przebiegu charakterystyk.

## 16. Drgania elektronowe. Drgania Barkhausena - Kurtza.

Osobną grupę drgań stanowią t. zw. *drgania elektronowe*, różniące się od innych typów drgań tem, że częstotliwość ich zależy zasadniczo od danych elektrycznych lampy, a nie od stałych obwodów zewnętrznych. Obwody zewnętrzne mają tu znaczenie drugorzędne, ułatwiając tylko powstawanie drgań pewnej częstotliwości.

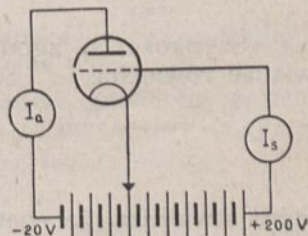
Drgań elektronowych są dwa rodzaje:

1) *drgania elektronowe właściwe* (drgania Barkhausena - Kurtza, 1920).

2) *drgania magnetronowe*.

Częstotliwości drgań obu rodzajów mogą dojść, przy zastosowaniu odpowiednich typów lamp, do rzędu  $10^9$  okresów na sekundę (długość fali rzędu decymetrów).

*Drgania elektronowe* Barkhausena - Kurtza powstają w lampie trójelektrodowej, jeżeli siatka ma znaczne napięcie dodatnie (w lampach odbiorczych napięcie to jest rzędu 200 V), anoda nieznaczne napięcie ujemne (rzędu kilkunastu woltów), rys. 147. Wówczas większość elektronów, przyspieszanych przez dodatni potencjał siatki, przelatuje wprawdzie w kierunku anody, lecz elektrony te są przez nią odpychane i powracają w kierunku siatki, gdzie znowu część ich pozostaje, większość natomiast przelatuje dalej, aż po-



Rys. 147.

<sup>1)</sup> Dla otrzymania t. zw. dynamicznego ujemnego napięcia siatki (patrz rozdział IV, § 7).

<sup>2)</sup> Celowo stosuje się samowzbudzenie przerywane w układach odbiorczych t. zw. superreakcyjnych (Flewelling, Manczarski).

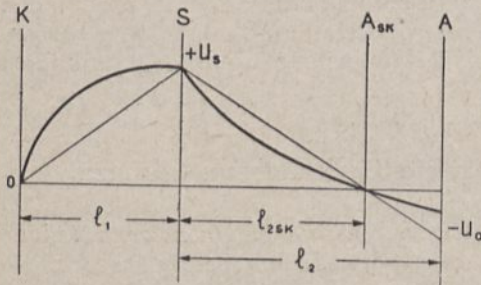
nownie ulegnie odepchnięciu przez ładunek przestrzenny katody. W ten sposób elektrony, wydobywające się z katody, mogą wykonać szereg drgań między anodą i katodą, aż wkońcu trafią na któryś z drucików siatki, gdzie ulegają zobojętnieniu przez jej ładunki dodatnie.

Okres tych drgań elektronowych wynosi:

$$T = 2(t_1 + t_2), \quad (295)$$

gdzie  $t_1$  i  $t_2$  są czasami cząstkowymi, zużytymi przez elektron na odbycie dróg  $l_1$  od katody do siatki i  $l_2$  od siatki do anody. Czas ten można obliczyć z dostatecznym przybliżeniem, szczególnie dla płaskiego układu elektrod, stosując do elektronu prawa swobodnego spadania.

A mianowicie, pod działaniem różnicy potencjałów  $U_s$  (rys. 148) wytwarzającej na drodze  $l_1$  między katodą  $K$  i siatką  $S$  jednostajne pole elektryczne o natężeniu  $\frac{U_s}{l_1}$ , elektrony doznają stałego przyspieszenia:



Rys. 148.

$$a_1 = \frac{dv}{dt} = \frac{e}{m} \cdot \frac{U_s}{l_1} \text{ cm/sek}^2, \quad (a)$$

gdzie  $e$  jest ładunkiem elektronu w jednostkach e. st., a  $m$  jego masą w gramach. Stąd oblicza się średnią szybkość elektronu, osiągniętą pod działaniem różnicy potencjałów  $U_s$ :

$$v = a_1 \int_0^{t_1} dt = \frac{e}{m} \cdot \frac{U_s}{l_1} t_1 \text{ cm/sek.} \quad (b)$$

Szybkość ta, zgodnie z prawem zachowania energii, musi odpowiadać równości:

$$e U_s = \frac{1}{2} m v^2, \quad (c)$$

która stwierdza, że energia kinetyczna, nabyta przez masę elektronu, równa się pracy pola elektrycznego, zużytej na to, aby elektronowi nadać szybkość  $v$ .

Stąd znajduje się:

$$\begin{aligned} v &= \sqrt{2 U_s \frac{e}{m}} = 10,3 \cdot 10^8 \sqrt{U_s \text{ (cgs. e. st.)}} \text{ cm/sek} = \\ &= 0,595 \cdot 10^8 \sqrt{U_s \text{ (V)}} \text{ cm/sek,} \end{aligned} \quad (d)$$

jeżeli  $\frac{e}{m}$  w jednostkach bezwzględnych e. st. wynosi

$$\frac{4,774 \cdot 10^{-10}}{9 \cdot 10^{-28}} (c^{3/2} g^{-1/2} s^{-1}).$$

Eliminując  $v$  z równań (b) i (d), można obliczyć czas przelotu elektronu od katody do siatki:

$$t_1 = l_1 \sqrt{\frac{2}{U_s} \cdot \frac{m}{e}} = \frac{2 l_1}{\sqrt{2 U_s \frac{e}{m}}} = \frac{2 l_1}{v}, \quad (e)$$

co, po podstawieniu wartości  $U_s$  w woltach, daje:

$$t_1 = \frac{2}{0,595 \cdot 10^8} \cdot \frac{l_1 \text{ (cm)}}{\sqrt{U_s \text{ (v)}}} \cong 3,4 \cdot 10^{-8} \frac{l_1 \text{ (cm)}}{\sqrt{U_s \text{ (v)}}} \text{ sek.} \quad (f)$$

Elektron, który z tą szybkością minął siatkę, znajduje się teraz w polu jednostajnym o znaku przeciwnym, którego natężenie, o ile anoda ma potencjał zerowy, wynosi  $\frac{U_s}{l_2}$ . W polu tem elektron doznaje jednostajnego opóźnienia  $a_2$ , które szybkość jego sprowadza do zera z chwilą dojścia do anody, poczem zawraca go w kierunku siatki. Opierając się na poprzednio przeprowadzonym rozumowaniu, łatwo obliczyć czas przelotu na przestrzeni  $l_2$ , jako:

$$t_2 = \frac{l_2}{v} = 3,4 \cdot 10^{-8} \frac{l_2}{\sqrt{U_s}} \text{ sek.}, \quad (g)$$

szybkość średnia  $v$  bowiem, wobec ruchu jednostajnie przyspieszonego, który elektron wykonywa na drodze  $l_2$ , pozostaje ta sama<sup>1)</sup>.

Gdy, jak to się zawsze stosuje w tym układzie, anoda ma potencjał ujemny względem katody, punkt o potencjale zerowym leży na odległości  $l'_2$  mniejszej od  $l_2$ . Można ją łatwo obliczyć jako:

$$l'_2 = l_2 \frac{U_s}{|U_s| + |U_a|}. \quad (296)$$

<sup>1)</sup> Wynika stąd, że w zasadzie i w lampie dwuelektrodowej mogą powstać drgania elektronowe (patrz W. Gerber, Raumladungsschwingungen in Dioden, Jahrb. 36., r. 1930, str. 98 ÷ 112).

Szczególnie łatwo występują tego rodzaju drgania, lecz o znacznie mniejszej częstotliwości (rzędu setek tysięcy okresów) w prostownikach wypełnionych gazem. Przebieg tych drgań znacznie różni się od sinusoidalnego. Powstawaniu takich drgań zapobiega się przez włączenie indukcyjności w szereg z lampą.

Podstawiając wartości  $t_1$  i  $t_2$  z równań (f) i (g) do równania (295) oblicza się okres drgań elektrycznych jako:

$$T = 2(t_1 + t_2) = \frac{6,8 \cdot 10^{-8}}{\sqrt{U_s}} (l_1 + l'_2), \quad (295 \text{ a})$$

czemu odpowiada długość fali w próżni:

$$\begin{aligned} \lambda = cT &= 3 \cdot 10^{10} \cdot 6,8 \cdot 10^{-8} \frac{l_1 + l'_2}{\sqrt{U_s}} \cong \\ &\cong 2000 \frac{l_1 + l'_2}{\sqrt{U_s}} \text{ cm} = 20 \frac{l_1 + l'_2}{\sqrt{U_s}} \text{ m}. \end{aligned} \quad (297)$$

Wynika stąd ważne dla drgań elektronowych prawo:

$$U_s \lambda^2 = \text{const.} \quad (298)$$

I tak np. w lampie o płaskim układzie elektrod, o odległościach  $l_1 = 0,2 \text{ cm}$ ,  $l_2 = 0,3 \text{ cm}$  i napięciach  $U_s = 200 \text{ V}$ , oraz  $U_a = -20 \text{ V}$ , punkt o potencjale zerowym będzie odległy od siatki:

$$l'_2 = l_2 \frac{U_s}{|U_s| + |U_a|} = 0,3 \frac{200}{220} \cong 0,27 \text{ cm}.$$

Stąd:

$$\lambda = 2000 \frac{0,20 + 0,27}{\sqrt{200}} = \frac{2000 \cdot 0,47}{14,1} \cong 67 \text{ cm}.$$

$$f = \frac{3 \cdot 10^{10}}{67} = 0,45 \cdot 10^9 \text{ okr/sek.}$$

Przy napięciach  $U_s = 400 \text{ V}$ ,  $U_a = -40 \text{ V}$ , ta sama lampa dałaby długość fali:

$$\lambda' = 2000 \frac{0,47}{\sqrt{400}} = \frac{2000 \cdot 0,47}{20} = 47 \text{ cm},$$

$$f = 0,64 \cdot 10^9 \text{ okr/sek.}$$

W lampach o układzie cylindrycznym, normalnie stosowanych do wytwarzania drgań elektronowych, rozkład szybkości w lampie jest odmienny (rys. 148, krzywe grubsze): w odcinku  $l_1$  szybkość początkowo narasta o wiele szybciej, w odcinku  $l_2$  zaś maleje według krzywej wykładniczej.

W przybliżeniu można przyjąć dla tego układu:

$$\begin{aligned}l_1 &= 0,6 r_s, \\l_2 &= r_a - r_s,\end{aligned}\tag{298}$$

gdzie  $r_s$  i  $r_a$  są promieniami siatki i anody, wyrażonemi w cm.

Jednakże dla obliczeń orjentacyjnych z dostatecznym przybliżeniem można przyjąć:

$$\lambda = 2000 \frac{r_a}{\sqrt{U_s}} \text{ cm.}\tag{299}$$

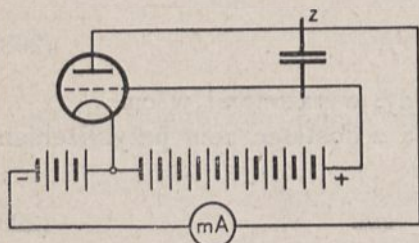
Takie przybliżenie jest tembardziej dopuszczalne, że założenia, na których oparto wyprowadzenie wzorów, są również tylko bardzo uproszczone. Nie uwzględniono tam bowiem ani krzywoliniowości torów, które elektrony, wskutek wzajemnego odpychania, przebiegają, ani też wpływu ładunku przestrzennego katody, zależnego od temperatury żarzenia. Zwiększenie ładunku przestrzennego katody powoduje pozorne zmniejszenie odległości katoda-siatka, a temsamem zwiększenie częstotliwości drgań.

Drgania elektronów dookoła siatki odbywają się bezładnie i gdyby bezład był idealny, wynik zewnętrzny byłby równy zeru. Jednakże w większości przypadków występuje lekka przewaga elektronów drgających w pewnej fazie i to jest wystarczające dla *samowzbudzenia drgań* w pewnym określonym kierunku. Grupa elektronów uporządkowanych, drgając dookoła siatki, indukuje na niej potencjał zmienny, nakładający się na stały potencjał początkowy  $U_s$ , który na dalsze elektrony działa jako potencjał wzbudzający. Wówczas elektrony dochodzące do siatki w fazie zgodnej z występującem na niej zmiennem napięciem, oddają jej swoją energję w postaci mocy prądu zmiennego, natomiast elektrony, niezgodne w fazie, energję pobierają i są przyśpieszane w kierunku anody pomimo jej ujemnego napięcia, wytwarzając w obwodzie zewnętrznym prąd anodowy. *Pojawienie się prądu anodowego jest najlepszym dowodem wzbudzenia się drgań elektronowych.*

Nie wszystkie jednak elektrony przyśpieszone docierają do anody. Część ich, nie nabrawszy dostatecznej energii, podąża jedynie nieco dalej w kierunku anody, niż elektrony drgające synchronicznie, wskutek czego czas przelotu przedłuża się, powodując przesunięcie fazy, które po kilku nawrotach doprowadza dany elektron albo do *zsynchronizowania się* z elektronami drgającemi, albo do wyeliminowania go pod postacią prądu anodowego.

Szczególnie wyraźnie występują te zjawiska, gdy siatka i anoda są połączone z układami drgającemi, nastrojonemi na częstotliwość drgań elektronowych (Gill i Morell 1922, Pierret). Układy te wykonywa się pod postacią drutów Lecherowskich, strojonych zapomocą ślizgacza (rys. 149), przerwanego niewielką pojemnością, stanowiącą zwarcie dla drgań szybkozmiennych, lecz izolującą źródła zasilające.

Do technicznego wytwarzania drgań Barkhausena - Kurtza stosuje się specjalne typy lamp, o małych pojemnościach wewnętrznych i dużej obciążalności siatki, przy pomocy których można dojść do fal rzędu 15 cm. Jednakże sprawność tego rodzaju urządzeń, wyrażająca się jako stosunek mocy szybkozmiennej do mocy doprowadzonej do obwodu siatki:



Rys. 149.

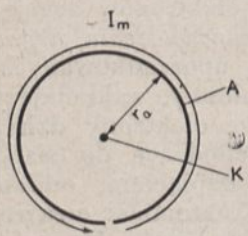
$$P_s = U_s I_s, \quad (300)$$

nie przekracza 0,05.

Lecz drgania elektronowe występują często również jako drgania pasożytnicze, zwłaszcza przy zdejmowaniu charakterystyk przy niskim napięciu anodowym, powodując błędy pomiarowe. Szczególnie skłonne do tych drgań są układy cylindryczne ze względu na swoją symetrię.

## 17. Drgania magnetronowe.

Magnetron (A. W. Hull<sup>1)</sup>, 1921) jest to lampa dwuelektrodowa, w układzie cylindrycznym, umieszczona w polu magnetycznym, którego kierunek jest równoległy do osi lampy (rys. 150).



Rys. 150.

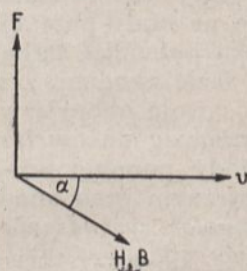
Aby przy zmianach pola magnetycznego nie indukowały się w anodzie prądy wirowe, elektroda ta jest rozcięta podłużnie. Podstawą działania magnetronu jest siła, wywierana przez pole magnetyczne na prąd elektryczny, jakim, w danym przypadku, jest strumień elektronów w próżni. Siła ta działa w kierunku prostopadłym do kierunku ruchu elektronów oraz do natężenia pola i wynosi:

$$F = i l B \sin \alpha,$$

co, po podstawieniu wartości  $i = \frac{e}{t}$ , przekształca się:

$$F = \frac{e l B}{t} \sin \alpha = e v B \sin \alpha, \quad (a)$$

gdzie:  $\alpha$  oznacza kąt między kierunkami pola magnetycznego i ruchu elektronów,  $e$  — ładunek elektronu,  $v$  — szybkość elektronów.



Rys. 151.

<sup>1)</sup> Weześniej od Hulla opracował teorię magnetronu J. Groszkowski w r. 1919 w ówczesnym Wojskowym Laboratorium Radjotelegraficznym.



Nie może ona więc wywołać zmian przyspieszenia elektronów, lecz jedynie zmianę kierunku ruchu. Stąd więc szybkość elektronów w magnetronie, podobnie jak w normalnej lampie dwuelektrodowej, zależy jedynie od napięcia anodowego<sup>1)</sup>, a działanie pola magnetycznego spowoduje zboczenie elektronów z toru prostoliniowego, co jest równoznaczne z przedłużeniem drogi katoda-anoda. Siłę  $F$ , wywieraną przez pole magnetyczne, można też wyrazić zapomocą równoważnego pola elektrycznego. Pole elektryczne o natężeniu  $E$ , działa bowiem na elektron o ładunku  $e$ , z siłą:

$$F = eE, \quad (b)$$

co po porównaniu z równaniem (a) daje:

$$E = vB \sin \alpha. \quad (c)$$

Przy kierunku osiowym pola magnetycznego ( $\alpha = 90^\circ$ ) i po wyprowadzeniu wartości pola elektrycznego w voltach na 1 cm, daje to związek:

$$E_m = vB \cdot 10^{-8} \text{ volt/cm}. \quad (301)$$

Na elektron, poruszający się w magnetronie działają więc dwie siły prostopadłe do siebie (rys. 151): siła pola elektrycznego:

$$F_e = eE = e \frac{U_a}{r_a},$$

przyspieszająca elektron i siła pola magnetycznego:

$$F_m = evB \sin \alpha,$$

usiłująca zboczyć go w kierunku prostopadłym do jego ruchu. Elektron przebiega więc po krzywej, której promień krzywizny wyraża się w przybliżeniu wzorem<sup>2)</sup>:

$$\rho = \frac{m}{e} \cdot \frac{v}{B \sin \alpha} = 5,65 \cdot 10^{-8} \frac{v}{B \sin \alpha} \text{ cm},$$

lub, po podstawieniu wartości (wzór (d) str. 256):

$$v = \sqrt{2 U_a \frac{e}{m}} = 0,595 \cdot 10^8 \sqrt{U_a} \text{ (v)} \text{ cm/sek},$$

<sup>1)</sup> Pewne odchylenia mogą powstać, gdy zakrzywienie toru wywoła zmianę rozkładu ładunku przestrzennego lub spadku potencjału w lampie.

<sup>2)</sup> Patrz H. Barkhausen, Elektronen-Röhren, r. 1931, t. I, str. 66.

Jeżeli ładunek elektronu będzie wyrażony w jednostkach bezwzględnych elektromagnetycznych t. j.

$$e = 4,774 \cdot 10^{-10} \text{ cgs. e. st.} = 1,591 \cdot 10^{-20} \text{ cgs. e. m.},$$

a masa elektronu w gramach:

$$m = 9 \cdot 10^{-28} \text{ g},$$

to stosunek  $\frac{e}{m}$  wyniesie:

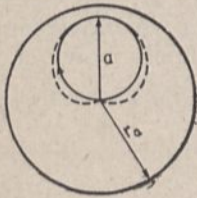
$$\frac{e}{m} = \frac{1,591 \cdot 10^{-20}}{9 \cdot 10^{-28}} \cong 1,77 \cdot 10^7 (c^{3/2} g^{-1/2}),$$

a więc jego odwrotność:

$$\frac{m}{e} \cong 5,65 \cdot 10^{-8} (c^{-1/2} g^{1/2}).$$

wyrazi się jako:

$$\rho = 5,65 \cdot 10^{-8} \frac{0,595 \cdot 10^8 \sqrt{U_a}}{B \sin \alpha} = 3,36 \frac{\sqrt{U_a}^{(v)}}{B_{(\text{gauss})} \sin \alpha} \text{ cm.} \quad (302)$$



Rys. 152.

Jak wskazuje wzór (302), przy danym napięciu anodowym i stałym strumieniu magnetycznym promień krzywizny jest stały, a więc elektron, po przebiegnięciu obwodu koła o promieniu  $\rho$ , powraca do katody (rys. 152), oczywiście pod warunkiem, że promień anody

$$r_a > 2\rho. \quad (303)$$

Czas jednego obiegu łatwo obliczyć, znając szybkość  $v$ , jako:

$$T_o = \frac{2\pi\rho}{v} = 2\pi \frac{3,36\sqrt{U_a}}{B \sin \alpha} \cdot \frac{1}{0,595 \cdot 10^8 \sqrt{U_a}} = \frac{0,355 \cdot 10^{-6}}{B \sin \alpha} \text{ sek.} \quad (304)$$

Jak widać, czas ten zależy jedynie od natężenia pola magnetycznego i od jego kierunku, a jest niezależny od napięcia anodowego lampy.

Tor elektronu będzie płaski jedynie wtedy, gdy kierunek pola magnetycznego jest równoległy do katody, czyli gdy  $\alpha = 90^\circ$ . W przeciwnym razie powstaje siła składowa w kierunku osiowym, która sprawia, że tor elektronu zamienia się w linię śrubową.

Jak zaznaczono, wzór (302) na promień krzywizny toru jest przybliżony, nie uwzględnia on bowiem obecności ładunku przestrzennego. Ścisłe obliczenia wykazują, że tor elektronu w magnetronie cylindrycznym jest kardiodą (rys. 152, krzywa przerywana), o obwodzie dłuższym 1,23-krotnie od obwodu koła. A więc czas jednego okrążenia wynosi (dla kierunku  $\alpha = 90^\circ$ ):

$$T = 1,23 T_o \cong \frac{0,44 \cdot 10^{-6}}{B} \text{ sek.} \quad (305)$$

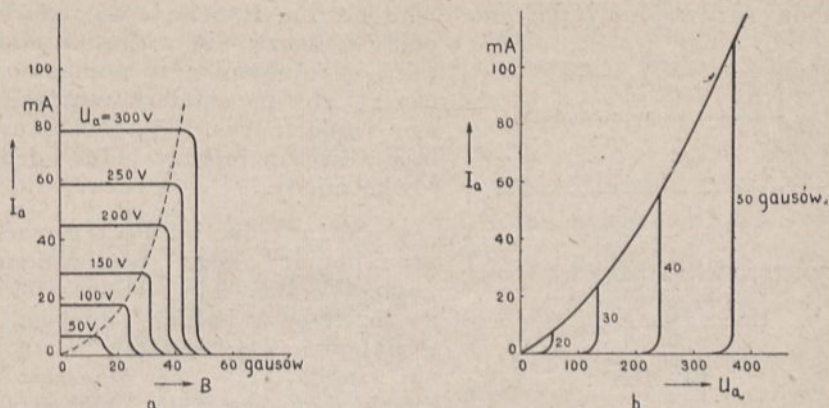
O ile spełniona jest nierówność (303), to, jak już wspomniano, elektrony odbywają drogi zamknięte i powracają do katody, nie osiągając anody. Prąd anodowy jest więc równy zeru. Pojawi się on dopiero, gdy, zgodnie z równaniem (302), albo podwyższy się napięcie anodowe, albo tak osłabi się pole magnetyczne, aby miała miejsce zależność:

$$\rho = \frac{r_a}{2} = 3,36 \frac{\sqrt{U_a}}{B} \text{ cm.} \quad (302 a)$$

Wówczas prąd anodowy osiąga od razu pełną wartość, odpowiadającą danemu napięciu anodowemu, lub — gdy  $U_a$  jest dostatecznie wysokie — prądowi nasycenia lampy.

Z tego wynika, że w magnetronie o danej średnicy anody istnieje krytyczne napięcie anodowe przy danym natężeniu pola magnetycznego, lub

też krytyczne natężenie pola magnetycznego przy danem napięciu ano-



Rys. 153.

dowem, przy których prąd anodowy przeskakuje od zera do pełnej wartości lub naodwrot. Przebiegi te są przedstawione na rys. 153 a i b.

#### Samowzbudzenie drgań.

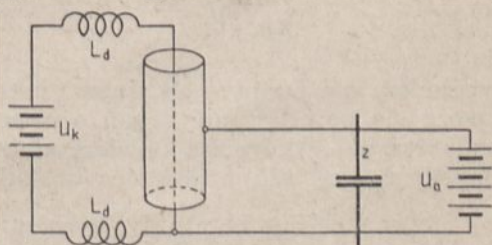
Elektrony, krążące pod wpływem pola magnetycznego po torach zamkniętych, wykonują tęsamem drgania między anodą i katodą. Częstotliwość tych drgań jest wyznaczona czasem jednego obiegu, a więc na podstawie równania (305) wynosi:

$$f = \frac{1}{T} = \frac{B}{0,44 \cdot 10^{-6}} = 2,27 \cdot 10^6 B \text{ okr./sek}, \quad (306)$$

czemu odpowiada długość fali:

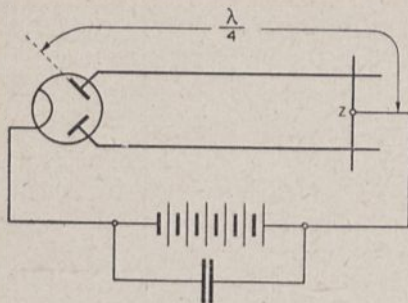
$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{13200}{B} \text{ cm}. \quad (306 a)$$

Jednakże, podobnie jak w przypadku drgań Barkhausena - Kurtza, tak i tu drgania pojawiają się na zewnątrz, gdy nie odbywają się chaotycznie, lecz pod wpływem oddziaływania zwrotnego ulegną uporządkowaniu. Takie uporządkowanie można osiągnąć, łącząc anodę i katodę z drutami układu Lechera (rys. 154) nastrojonego na częstotliwość ich drgań. Wskutek tego między temi elektrodami występuje zmienne napięcie, które synchronizuje drgające elektrony, podobnie jak w układzie Barkhausena - Kurtza.



Rys. 154.

Podobne działanie synchronizujące otrzymuje się w magnetronie z anodą rozdwojoną (split anode magnetron, Habann 1924), której obie

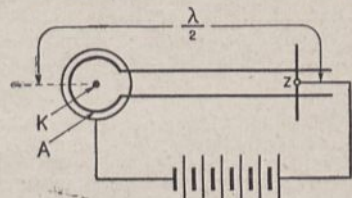


Rys. 155.

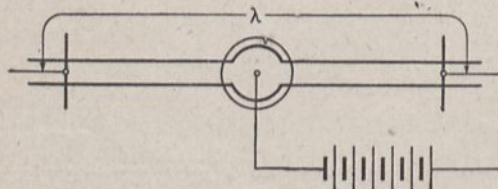
połówki łączą się z drutami Lechera, tak nastroszonymi przy pomocy zwiera-  
cza z, aby na anodach wystąpił brzu-  
siec napięcia (rys. 155). Elektron-y oscy-  
lują wówczas między jedną i drugą po-  
łówką anody.

Można również podtrzymać drga-  
nia zapomocą oddziaływania magnetycz-  
nego. W tym celu łączy się oba koń-  
ce rozciętej w jednym miejscu anody  
z układem Lechera tak nastroszonym,  
aby anoda stała się *brzuścem prądu*  
drgającego (rys. 156). Wówczas prąd  
zmienny, przepływający przez anodę, wytwarza zmienny strumień mag-  
netyczny, nakładający się na stały strumień  
magnetyczny lampy, oddziałując synchroni-  
zująco na drgające elektrony. To samo moż-  
na osiągnąć w magnetronie z anodą rozdwo-  
joną, wytwarzając w anodzie węzeł prądu  
(rys. 157).

Powstawaniu drgań magnetronowych  
sprzyja praca przy prądzie nasycenia, gdyż  
wówczas przebiegom nie przeszkadza gro-  
madzący się dokoła katody ładunek prze-  
strzenny. Najkorzystniejsze warunki pracy otrzymuje się wówczas, do-  
bierając tak napięcie anodowe



Rys. 156.



Rys. 157.

względem osi lampy. Ukośnem ustawieniem pola magnetycznego tłu-  
maczy się powstawanie drgań o częstotliwości kilkakrotnie mniejszej od  
podstawowej. Wówczas bowiem elektrony mogą przejść kilkakrotnie po  
linii śrubowej, zanim powrócą do ładunku przestrzennego katody.

Sprawność generatorów magnetronowych jest większa niż układów  
Barkhausena-Kurza, osiągając wartość przekraczającą 50%. Szczególnie  
korzystne pod względem sprawności są magnetrony z dzieloną anodą.  
Mają one jeszcze i tę zaletę, że częstotliwość drgań można zmieniać  
w szerokich granicach, zależy ona bowiem zasadniczo od danych układu  
rezonansowego, włączonego między obie połówki anody.

*Dane techniczne.*

Zgodnie z równaniem (306 a), długość fali wytwarzanej przez magnetron zależy tylko od indukcji magnetycznej. Aby więc wytworzyć falę odpowiednio krótką, wystarczy umieścić lampę w dostatecznie silnym polu magnetycznym:

$$B = \frac{13200}{\lambda_{\text{cm}}} \text{ gausów.} \quad (306 \text{ b})$$

Chcąc więc np. osiągnąć fale rzędu 13 cm, należy umieścić magnetron w polu o natężeniu około 100 gausów.

Z chwilą ustalenia wartości pola pozostają do wyboru 2 wielkości: średnica anody i napięcie anodowe, związane równaniem (302 a):

$$r_a = 6,72 \frac{\sqrt{U_a}}{B} \text{ cm.} \quad (302 \text{ b})$$

Z równania (302 b) wynika, że przy danej średnicy anody *im większe jest natężenie pola magnetycznego tem wyższe musi być napięcie anodowe lampy*, przy ustalonej zaś wartości  $B$ , czyli przy założonej długości fali, stosunek średnicy anody do napięcia:

$$\frac{r_a}{\sqrt{U_a}} = \text{const.} \quad (307)$$

Stwierdza to, że chcąc zwiększyć moc, należy zwiększyć średnicę anody lampy. Zgodnie bowiem z tem, co powiedziano poprzednio, magnetron pracuje najkorzystniej przy prądzie nasycenia, a więc do zwiększenia mocy należy iść drogą ograniczenia prądu nasycenia i zwiększenia napięcia anodowego.

Podstawiając do równania (302 b) wartość indukcji, wyrażoną w funkcji długości fali z równania (306 b), otrzymuje się związek:

$$r_a \cong 0,5 \cdot 10^{-3} \lambda_{\text{cm}} \sqrt{U_a} \text{ cm,} \quad (308)$$

z którego, mając daną długość fali, można obliczyć niezbędne napięcie anodowe dla danej lampy:

$$U_a = 4 \cdot 10^6 \left( \frac{r_a}{\lambda} \right)^2 \text{ woltów.} \quad (308 \text{ a})$$

A więc, gdy dana jest lampa o promieniu anody  $r_a = 0,5 \text{ cm}$ , a żądana długość fali wynosi 13 cm, wymagane napięcie anodowe wynosi:

$$U_a = 4 \cdot 10^6 \frac{0,5^2}{13^2} = \frac{10^6}{169} \cong 6000 \text{ V.}$$

Dla wytworzenia fali 26 cm wystarczy, zgodnie z równaniem (308 a), napięcie 4-krotnie niższe, a więc 1500 V.

## 18. Streszczenie rozdziału V.

Każdy układ wzmacniający, o ile w nim istnieje sprzężenie zwrotne między obwodem anodowym i obwodem siatki, może w pewnych warunkach stać się źródłem prądu zmiennego, samorzutnie podtrzymanego.

Zjawisko sprzężenia zwrotnego jest podstawą działania generatora lampowego samowzbudnego. Sprzężenie zwrotne w generatorze może być indukcyjne lub pojemnościowe. Generatory ze sprzężeniem zwrotnym mogą wytwarzać drgania o częstotliwościach do  $10^8$  okr/sek, a częstotliwość ich jest uwarunkowana stałymi  $L$  i  $C$  obwodu drgań (drgania rezonansowe), włączonego między dwie dowolne elektrody triody (anoda-katoda, siatka-katoda, anoda-siatka).

Prądy o jeszcze większych częstotliwościach wytwarza się zapomocą drgań elektronowych (Barkhausena-Kurtza, magnetronowe).

Drgania rezonansowe powstają również wówczas, gdy obwód  $LC$  jest włączony między dwie elektrody lampy, między którymi istnieje ujemna zależność między prądem i napięciem (opór ujemny, generator dynatronowy, negadynowy i t. p.).

Obok drgań rezonansowych w pewnych warunkach występują w układach lampowych drgania relaksacyjne, których częstotliwość jest uwarunkowana stałą czasu obwodu. Przebieg drgań relaksacyjnych znacznie odbiega od sinusoidalnego, wobec czego drgania te zawierają bardzo silne drgania harmoniczne (multiwibrator).

Drgania samowzbudne są częstym źródłem zakłóceń w układach lampowych, występując jako t. zw. drgania pasorzytnicze.

## ROZDZIAŁ VI.

### NEUTRALIZACJA I STABILIZACJA.

Dotychczas rozpatrywano układy lampowe, nie uwzględniając *pojemności własnych*, które występują między elektrodami wewnątrz lampy, oraz między ich doprowadzeniami, gniazdkami i t. p. Uproszczenie takie jest dopuszczalne, o ile częstotliwości prądów wzmocnionych lub wytwarzanych przez lampę, są dostatecznie małe. W większości przypadków spotykanych w praktyce, nie można jednakże pominąć pojemności własnych, czasem nawet już przy wyższych częstotliwościach słyszalnych, a zwłaszcza, gdy pojemnościami temi są zabocznikowane znaczne opory rzeczywiste, jak np. we wzmacniaczach oporowych.

#### 1. Układ lampy z uwzględnieniem pojemności własnych.

W lampie trójelektrodowej występują trzy pojemności wewnętrzne <sup>1)</sup>:

- 1) pojemność między siatką i katodą —  $C_{sk}$ ,
- 2) pojemność między siatką i anodą —  $C_{sa}$ ,
- 3) pojemność między anodą i katodą —  $C_{ak}$ .

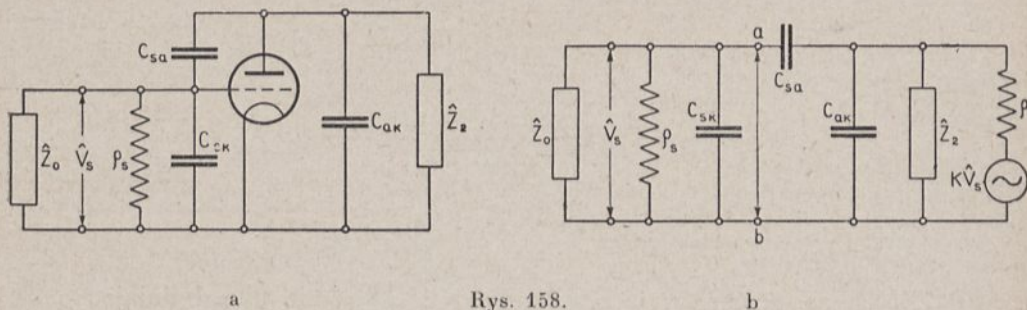
Pojemności wewnętrzne lampy nie są wielkościami bezwzględnie stałymi. Zależą one z jednej strony, a zwłaszcza  $C_{ak}$  i  $C_{sk}$ , od rozkładu ładunku przestrzennego w lampie, z drugiej zaś—od nagrzania elektrod, które w różnych stanach pracy lampy może zmieniać się w szerokich granicach.

Schemat, uwzględniający te trzy pojemności w układzie lampy trójelektrodowej, podany jest na rys. 158 a, przyczem zaznaczono również oporność wewnętrzną siatki  $\rho_s$ , gdy lampa nie pracuje bez prądu siatki. W schemacie tym uwzględniono obiegi prądu zmiennego, pomijając źródła napięcia stałego w poszczególnych obwodach.

Układ ten można przedstawić przy pomocy schematu zastępczego rys. 158 b, z którego wynika że pojemność  $C_{sa}$  stanowi sprzężenie pojemnościowe między obwodem siatkowym i obwodem anodowym, a więc typowe *sprężenie zwrotne*.

<sup>1)</sup> Teorię pojemności wewnętrznych podał poraz pierwszy J. M. Miller w Scientific Papers of the Bureau of Standards Nr. 351 (r. 1919).

W układzie sprzężonym, zgodnie z teorią obwodów sprzężonych<sup>1)</sup> występuje oddziaływanie nie tylko obwodu pierwotnego na wtórny, lecz



Rys. 158.

i wtórny na pierwotny. Oddziaływanie to można przedstawić w postaci pewnej równoważnej oporności  $\hat{Z}_s$ , przeniesionej do obwodu pierwotnego lampy i włączonej równolegle do zacisków napięcia  $\hat{V}_s$ , działającego na lampę. Stąd nawet przy pracy bez prądu siatki, napięcie wzbudzające nie pracuje jałowo, lecz jest obciążone oporem, przeniesionym z obwodu anodowego lampy. Ze względu na pojemnościowy charakter sprzężenia, oddziaływanie zwrotne obciążenia anodowego na obwód siatkowy rośnie ze wzrostem częstotliwości prądów wzmacnianych.

Aby te zjawiska ująć matematycznie, można schemat rys. 158 cokolwiek uprościć<sup>2)</sup>. Widać bowiem, że  $C_{ak}$  i  $\hat{Z}_2$  są załączone równolegle, można je więc zastąpić oporem równoważnym:

$$\hat{Z}_a = \frac{-j \hat{Z}_2}{\omega C_{ak}} = R_a + j X_a. \quad (309)$$

Również można przyjąć, że oporność  $\rho_s$  (którą zresztą w układach wzmacniających można pominąć) oraz pojemność  $C_{sk}$  są załączone równolegle do oporu zewnętrznego  $\hat{Z}_o$  obwodu siatki. Tak więc napięcie wzbudzające  $\hat{V}_s$  można przyjąć jako zasilające trzy równoległe oporności:  $\hat{Z}_o$ ,  $-j \frac{1}{\omega C_{sk}}$ , oraz oporność układu zastępczego lampy, zaczynająca

<sup>1)</sup> Patrz tom I, rozdział III.

<sup>2)</sup> Patrz S. Manczarski, Wzmacniacze prądu wielkiej częstotliwości, Prz. Radj. r. 1928, str. 17. Postać w ten sposób otrzymana jest bardziej przejrzysta i lepiej nadająca się do dyskusji, niż wyliczona z wprowadzeniem wszystkich trzech pojemności (patrz np. Berg, Kryłów).



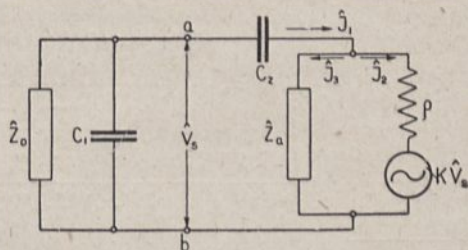
się od punktów  $a$  i  $b$ . Wprowadzając oznaczenia:

$$C_{sk} = C_1, \quad X_1 = -\frac{1}{\omega C_1},$$

$$C_{sa} = C_2, \quad X_2 = -\frac{1}{\omega C_2},$$

można układ lampy sprowadzić do postaci, podanej na rys. 158 c.

Napięcie wzbudzające  $\hat{V}_s$  działa tu między punktami  $a$  i  $b$ , zasilając z jednej strony obwód wewnętrzny  $\hat{Z}_o$  i równolegle do niego przyłączoną pojemność  $C_1$ , z drugiej zaś strony — obwód anodowy lampy za pośrednictwem pojemności  $C_2$ . Prąd  $\hat{J}_1$ , wysyłany pod działaniem napięcia  $\hat{V}_s$ , przepływający przez opór  $jX_2$ , dzieli się następnie na prądy  $\hat{J}_2$  i  $\hat{J}_3$ .



Rys. 158 c.

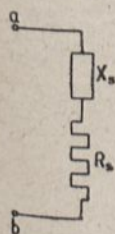
Stosując prawa Kirchoffa do schematu rys. 158 c można zestawić następujący układ równań:

$$\rho \hat{J}_2 - K \hat{V}_s - \hat{Z}_a \hat{J}_3 = 0, \quad (a)$$

$$\hat{V}_s = j X_2 \hat{J}_1 + \hat{Z}_a \hat{J}_3, \quad (b)$$

$$\hat{J}_1 = \hat{J}_2 + \hat{J}_3, \quad (c)$$

z którego znajduje się oporność zastępczą części układu, leżącej po prawej stronie punktów  $a$  i  $b$ , a więc oporność równoważna obwodu anodowego lampy, jako (patrz rys. 158 d):



Rys. 158 d.

$$\hat{Z}_s = R_s + j X_s = \frac{\hat{V}_s}{\hat{J}_1}. \quad (310)$$

Prowadzą do tego następujące proste przeliczenia:

Do równania (a) podstawia się wartość  $\hat{J}_2$  z równania (c), poczem przez wyeliminowanie  $\hat{J}_3$  z równań (a) i (b) znajduje się:

$$\hat{J}_3 = \frac{\rho \hat{J}_1 - K \hat{V}_s}{\rho + \hat{Z}_a}. \quad (d)$$

Podstawiając<sup>1)</sup> do równania (b) wartość  $\hat{J}_3$  z równania (d) i wprowadzając wartości  $X_2 = -\frac{1}{\omega C_2}$  oraz  $\hat{Z}_a = R_a + j X_a$ , otrzymuje się:

$$\hat{Z}_s = \frac{\hat{V}_s}{\hat{J}_1} = \frac{\rho R_a + \frac{X_a}{\omega C_2} + j \left[ \rho X_a - (\rho + R_a) \frac{1}{\omega C_2} \right]}{\rho + (1 + K) R_a + j (1 + K) X_a}, \quad (e)$$

skąd, po usunięciu liczby zespolonej z mianownika i po podstawieniu  $C_2 = = C_{sa}$ , dochodzi się do postaci:

$$\hat{Z}_s = R_s + j X_s = \frac{\rho \left[ (1 + K) X_a^2 - K \frac{X_a}{\omega C_{sa}} + (1 + K) R_a^2 + \rho R_a \right]}{[\rho + (1 + K) R_a]^2 + (1 + K)^2 X_a^2} +$$

$$- j \frac{1}{\omega C_{sa}} \cdot \frac{[(1 + K) X_a^2 + \rho^2 (1 - \omega C_{sa} X_a) + (1 + K) R_a^2 + (2 + K) \rho R_a]}{[\rho + (1 + K) R_a]^2 + (1 + K)^2 X_a^2}, \quad (311)$$

1) Przeliczenie:

$$\hat{V}_s = j X_2 \hat{J}_1 + \hat{Z}_a \hat{J}_3 = j X_2 \hat{J}_1 + \hat{Z}_a \frac{\rho \hat{J}_1 - K \hat{V}_s}{\rho + \hat{Z}_a},$$

stąd:

$$\hat{V}_s + \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a} K \hat{V}_s = j X_2 \hat{J}_1 + \frac{\rho \hat{Z}_a \hat{J}_1}{\rho + \hat{Z}_a},$$

a więc:

$$\left( 1 + K \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a} \right) \hat{V}_s = \left( \rho \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a} + j X_2 \right) \hat{J}_1,$$

czyli:

$$\hat{V}_s = \frac{\rho \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a} + j X_2}{1 + K \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a}} \hat{J}_1.$$

Dalej otrzymuje się:

$$\hat{Z}_s = \frac{\hat{V}_s}{\hat{J}_1} = \frac{\rho \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a} + j X_2}{1 + K \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a}} = \frac{\rho \hat{Z}_a + j X_2 (\rho + \hat{Z}_a)}{\rho + \hat{Z}_a + K \hat{Z}_a},$$

a po podstawieniu wartości  $X_2 = -\frac{1}{\omega C_2}$  oraz  $\hat{Z}_a = R_a + j X_a$ :

$$\hat{Z}_s = \frac{\rho R_a + j \rho X_a - j \frac{1}{\omega C_2} (\rho + R_a + j X_a)}{\rho + R_a + j X_a + K R_a + j K X_a} = \frac{\rho R_a + \frac{X_a}{\omega C_2} + j \left[ \rho X_a - (\rho + R_a) \frac{1}{\omega C_2} \right]}{\rho + (1 + K) R_a + j (1 + K) X_a}.$$

lub — po podzieleniu licznika i mianownika przez  $\rho^2$  — do ostatecznego równania:

$$\hat{Z}_s = R_s + jX_s = \rho \frac{(1+K) \frac{X_a^2}{\rho^2} - K \frac{X_a}{\rho} \cdot \frac{1}{\rho \omega C_{sa}} + (1+K) \frac{R_a^2}{\rho^2} + \frac{R_a}{\rho}}{\left[1 + (1+K) \frac{R_a}{\rho}\right]^2 + (1+K)^2 \frac{X_a^2}{\rho^2}} +$$

$$- j \frac{1}{\omega C_{sa}} \cdot \frac{(1+K) \frac{X_a^2}{\rho^2} + (1 - \omega C_{sa} X_a) + (1+K) \frac{R_a^2}{\rho^2} + (2+K) \frac{R_a}{\rho}}{\left[1 + (1+K) \frac{R_a}{\rho}\right]^2 + (1+K)^2 \frac{X_a^2}{\rho^2}}. \quad (311 a)$$

Równanie to można sprowadzić do postaci nieco prostszej dla przypadków skrajnych: dla obciążenia rzeczywistego ( $X_a = 0$ ), dla obciążenia urojonego ( $R_a = 0$ ), a wreszcie dla lampy zwartej ( $R_a = 0$ ,  $X_a = 0$ ).

a) Obciążenie rzeczywiste (wzmacniacz rezonansowy nastrojony, wzmacniacz oporowy pracujący przy pewnych częstotliwościach):

$$\left. \begin{aligned} R_s &= \rho \frac{(1+K) \frac{R_a^2}{\rho^2} + \frac{R_a}{\rho}}{\left[1 + (1+K) \frac{R_a}{\rho}\right]^2}, \\ X_s &= - \frac{1}{\omega C_{sa}} \cdot \frac{1 + (1+K) \frac{R_a^2}{\rho^2} + (2+K) \frac{R_a}{\rho}}{\left[1 + (1+K) \frac{R_a}{\rho}\right]^2}. \end{aligned} \right\} \quad (312)$$

Jeżeli zaś  $\frac{R_a}{\rho} \gg 1$ , co praktycznie zawsze ma miejsce w układach z triodami, to pominąć można jedność wobec pozostałych wyrazów w mianowniku obu równań i w liczniku równania na  $X_s$ . Wówczas jest:

$$\left. \begin{aligned} R_s &\cong \rho \left[ \frac{1}{1+K} + \frac{1}{(1+K)^2 \frac{R_a}{\rho}} \right], \\ X_s &\cong - \frac{1}{\omega C_{sa}} \left[ \frac{1}{1+K} + \frac{2+K}{(1+K)^2 \frac{R_a}{\rho}} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (312 a)$$

Pozatem składową rzeczywistą wyrażenia (312 a) prawie zawsze można uprościć do postaci:

$$R_s \cong \frac{\rho}{1+K}, \quad (313)$$

oporność urojona zaś, o ile  $\frac{R_a}{\rho}$  i  $K$  są duże, przyjmuje postać uproszczoną:

$$X_s \cong - \frac{1}{(1+K)\omega C_{sa}}. \quad (313 a)$$

Wobec tego, że przy mniejszych częstotliwościach jest zawsze słuszna nierówność:

$$\left| \frac{\rho}{1+K} \right| \ll \left| \frac{1}{(1+K)\omega C_{sa}} \right|,$$

więc dla tych częstotliwości całkowite obciążenie, spowodowane przez lampę, można sprowadzić do pojemności wypadkowej  $C'$ , równej sumie równoległych połączonych pojemności<sup>1)</sup>  $C_{sk}$  i  $(1+K)C_{sa}$ :

$$C' = C_{sk} + (1+K)C_{sa}. \quad (314)$$

b) *Obciążenie urojone*, za które uważać można nawet nieznacznie rozstrojony obwód rezonansu prądów o dużym współczynniku przetężenia, (co w obwodach radjotechnicznych prawie zawsze jest spełnione):

$$R_s = \rho \frac{(1+K) \frac{X_a^2}{\rho^2} - K \frac{X_a}{\rho} \cdot \frac{1}{\rho \omega C_{sa}}}{1 + (1+K)^2 \frac{X_a^2}{\rho^2}} \cong$$

$$\cong \rho \left[ \frac{1}{1+K} - \frac{K}{(1+K)^2} \cdot \frac{1}{\omega C_{sa} X_a} \right], \quad (315)$$

$$X_s = - \frac{1}{\omega C_{sa}} \cdot \frac{(1+K) \frac{X_a^2}{\rho^2} + 1 - \omega C_{sa} X_a}{1 + (1+K)^2 \frac{X_a^2}{\rho^2}} \cong$$

$$\cong - \frac{1}{\omega C_{sa}} \left[ \frac{1}{1+K} + \frac{1 - \omega C_{sa} X_a}{(1+K)^2 \frac{X_a^2}{\rho^2}} \right]. \quad (315 a)$$

<sup>1)</sup> W starszej teorii lampy ograniczano się tylko do tego przypadku uproszczonego, podając  $C$  jako «pojemność dynamiczną» lampy.

Powyższe wzory uproszczone otrzymuje się przez pominięcie jedności w mianowniku. Można jednak wprowadzić dalsze jeszcze uproszczenie, a mianowicie, gdy

$$\frac{1}{\omega C_{sa}} \gg X_a, \quad \text{oraz} \quad X_a \gg \rho,$$

to można pominąć pierwszy człon w wyrażeniu (315) i drugi—w (315 a). Otrzymuje się wtedy:

$$R_s \cong -\rho \frac{K}{(1+K)^2} \cdot \frac{1}{\omega C_{sa} X_a} \cong -\frac{\rho}{K} \cdot \frac{1}{\omega C_{sa} X_a} \cong -\frac{1}{S \omega C_{sa} X_a}, \quad (316)$$

$$X_s \cong -\frac{1}{(1+K) \omega C_{sa}} \cong -\frac{1}{\rho S \omega C_{sa}}. \quad (316 a)$$

Jak widać w tym przypadku obciążenie również sprowadza się do pojemnościowego.

c) *Lampa zwarta.*

Wreszcie, gdy lampa jest zwarta ( $R_a = 0$ ,  $X_a = 0$ ), to:

$$R_s = 0, \quad X_s = -\frac{1}{\omega C_{sa}}, \quad (317)$$

i w tym więc przypadku lampa też stanowi obciążenie pojemnościowe.

## 2. Dyskusja oporności wejściowej lampy.

Jak wynika z równania (311), mianownik jego zawsze jest liczbą dodatnią, a więc znaki algebraiczne obu składowych oporności wejściowej zależą wyłącznie od znaku algebraicznego odpowiedniego członu licznika. Oba te człony będą rozpatrzone pokolei:

a) *Część rzeczywista.*

Może ona być *dodatnia*, *równa zeru* lub *ujemna*, zależnie od wartości  $X_a$ . Z postaci funkcji

$$\rho \left[ (1+K) X_a^2 - K \frac{X_a}{\omega C_{sa}} + (1+K) R_a^2 + \rho R_a \right]$$

wynika, że staje się ona *ujemną tylko przy pewnych dodatnich wartościach  $X_a$ , a więc tylko przy obciążeniu indukcyjnym.*

Zakres, w którym oporność rzeczywista, przeniesiona do obwodu

siatki, jest ujemna, ograniczony jest dwiema wartościami  $X_a$ , dla których  $R_s = 0$ . Wartości te są pierwiastkami równania:

$$(1 + K) X_a^2 - \frac{K}{\omega C_{sa}} X_a + [(1 + K) R_a^2 + \rho R_a] = 0,$$

i wynoszą:

$$X_a = \frac{\frac{K}{\omega C_{sa}} \pm \sqrt{\frac{K^2}{\omega^2 C_{sa}^2} - 4(1 + K) [(1 + K) R_a^2 + \rho R_a]}}{2(1 + K)},$$

co, po przekształceniu i uwzględnieniu, że  $\rho = K/S$ , daje:

$$X_a = \frac{K}{2(1 + K)} \left[ \frac{1}{\omega C_{sa}} \pm \sqrt{\frac{1}{\omega^2 C_{sa}^2} - 4 R_a^2 \left( \frac{1 + K}{K} \right)^2 \left( 1 + \frac{1}{R_a S} \cdot \frac{K}{1 + K} \right)} \right]. \quad (318)$$

Można tu odróżnić pewne przypadki krańcowe, dające wzory uproszczone:

1) Gdy  $\frac{1}{R_a S} \cdot \frac{K}{1 + K} \ll 1$ , a więc gdy opór rzeczywisty w obwodzie anodowym jest dostatecznie duży, otrzymuje się:

$$X_a \cong \frac{K}{2(1 + K)} \left[ \frac{1}{\omega C_{sa}} \pm \sqrt{\frac{1}{\omega^2 C_{sa}^2} - 4 R_a^2 \left( \frac{1 + K}{K} \right)^2} \right]. \quad (318 a)$$

2) Gdy oporność  $R_a$  jest bardzo mała ( $R_a \cong 0$ ), równanie (318) daje rozwiązanie przybliżone:

$$X_a' \cong \frac{K}{1 + K} \cdot \frac{1}{\omega C_{sa}}, \quad X_a'' \cong 0. \quad (318 b)$$

Wobec założenia, że  $R_a \cong 0$ , rozwiązanie  $X_a'' \cong 0$  odpowiada lampie zwartej i jest zgodne z równaniem (317).

3) Dla większości lamp (wyjawszy niektóre lampy głośnikowe i modulacyjne), można przyjąć:

$$K \gg 1, \quad \frac{K}{1 + K} \cong 1,$$

dzięki czemu równanie (318) sprowadza się do postaci:

$$X_a \cong \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{\omega C_{sa}} \pm \sqrt{\frac{1}{\omega^2 C_{sa}^2} - 4 R_a^2 \left(1 + \frac{1}{R_a S}\right)} \right]. \quad (319)$$

Wyrażenie to, dla  $\frac{1}{R_a S} \ll 1$ , daje:

$$X_a \cong \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{\omega C_{sa}} \pm \sqrt{\frac{1}{\omega^2 C_{sa}^2} - 4 R_a^2} \right], \quad (319 a)$$

zaś dla  $R_a = 0$ :

$$X_a' \cong \frac{1}{\omega C_{sa}}, \quad X_a'' \cong 0. \quad (319 b)$$

Aby równanie (318) mogło dać rozwiązanie rzeczywiste, konieczne jest spełnienie warunku:

$$\frac{1}{\omega^2 C_{sa}^2} \geq 4 R_a^2 \left(\frac{1+K}{K}\right)^2 \left(1 + \frac{1}{R_a S} \cdot \frac{K}{1+K}\right),$$

z którego wynika, że dla danych wartości układu ( $K, S, C_{sa}, R_a$ ), istnieje pewna częstotliwość graniczna, powyżej której nie można otrzymać oporności ujemnej w obwodzie wejściowym. A więc oporność ujemną mogą dać tylko częstotliwości:

$$\omega \leq \frac{1}{2 R_a C_{sa} \sqrt{1 + \frac{1}{R_a S} \cdot \frac{K}{1+K}}} \cdot \frac{K}{1+K}. \quad (320)$$

Dla lamp o większym współczynniku amplifikacji, gdy można przyjąć, że  $\frac{K}{1+K} \cong 1$ , otrzymuje się:

$$\omega \leq \frac{1}{2 R_a C_{sa} \sqrt{1 + \frac{1}{R_a S}}}. \quad (320 a)$$

Gdy zaś ma miejsce nierówność  $\frac{1}{R_a S} \cdot \frac{K}{1+K} \ll 1$ , wzór (320) sprowadza się do postaci:

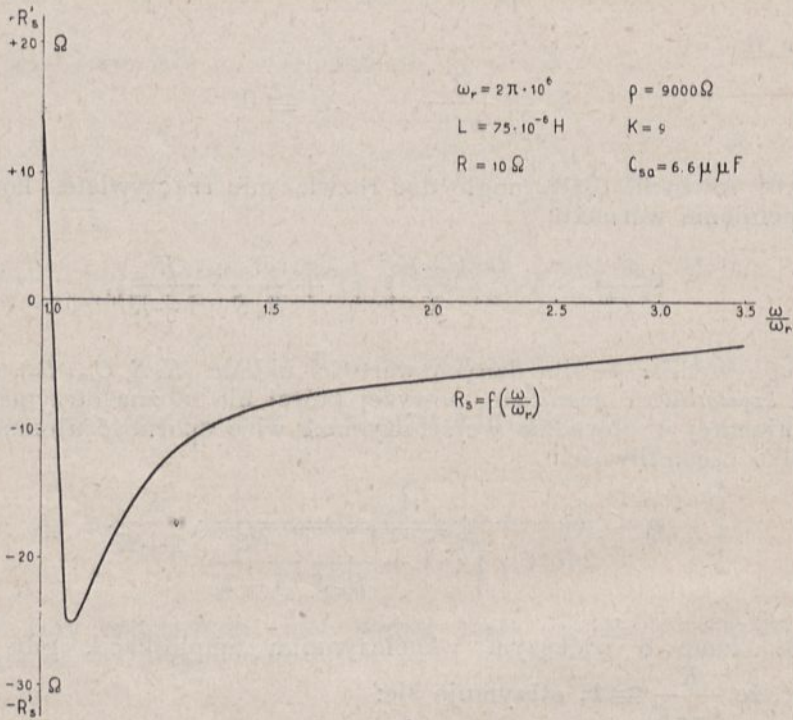
$$\omega \leq \frac{1}{2 R_a C_{sa}} \cdot \frac{K}{1+K}, \quad (321)$$

a dla dużych wartości  $K$  przechodzi w:

$$\omega \leq \frac{1}{2 R_a C_{sa}} \quad (321 a)$$

Wynika z tego, że przy częstotliwościach, większych od granicznej, pojemność  $C_{sa}$  powoduje tylko zmniejszenie oporu obwodu wejściowego, a więc zwiększenie obciążenia.

Przebieg zależności  $R_s$  od  $\omega/\omega_r$  ( $\omega_r$  odpowiada częstotliwości rezonansowej obwodu drgań, znajdującego się w obwodzie anodowym) dla pewnego określonego przypadku jest podany na rys. 159.



Rys. 159.

b) *Część urojona.*

Dla licznika części urojonej oporności zastępczej otrzymuje się z równania (311) podobne wyrażenie, jak dla części rzeczywistej, a mianowicie:

$$\frac{1}{\omega C_{sa}} \left\{ (1 + K) X_a^2 - \rho^2 \omega C_{sa} X_a + [(1 + K) R_a^2 + (2 + K) \rho R_a + \rho^2] \right\}.$$



Wyrażenie to również może mieć wartość ujemną przy dodatnim  $X_a$ , zawartem w granicach między wartościami:

$$X_a = \frac{\rho}{2(1+K)} \left[ \rho \omega C_{sa} + \right. \\ \left. \pm \sqrt{\rho^2 \omega^2 C_{sa}^2 - 4(1+K)^2 \left[ \frac{R_a^2}{\rho^2} + \frac{2+K}{1+K} \cdot \frac{R_a}{\rho} + \frac{1}{1+K} \right]} \right], \quad (322)$$

przyczem  $X_a$  będzie rzeczywiste tylko wtedy, gdy:

$$\rho^2 \omega^2 C_{sa}^2 \geq 4(1+K)^2 \left[ \frac{R_a^2}{\rho^2} + \frac{2+K}{1+K} \cdot \frac{R_a}{\rho} + \frac{1}{1+K} \right],$$

czyli gdy:

$$\omega \geq \frac{2(1+K)}{\rho C_{sa}} \sqrt{\frac{R_a^2}{\rho^2} + \frac{2+K}{1+K} \cdot \frac{R_a}{\rho} + \frac{1}{1+K}}. \quad (323)$$

Dla  $K \gg 1$  oraz  $R_a \gg \rho$  równanie (323) można uprościć do postaci:

$$\omega \geq \frac{2(1+K)}{\rho C_{sa}} \sqrt{\frac{R_a^2}{\rho^2} + \frac{R_a}{\rho}}, \quad (323 a)$$

lub w przybliżeniu:

$$\omega \geq \frac{2K}{\rho C_{sa}} \cdot \frac{R_a}{\rho} = \frac{2R_a S}{\rho C_{sa}} = \frac{2R_a S^2}{K C_{sa}}. \quad (323 b)$$

Natomiast dla  $R_a \ll \rho$  (obciążenie urojone) otrzymuje się:

$$\omega \geq \frac{2\sqrt{1+K}}{\rho C_{sa}} = \frac{2S\sqrt{1+K}}{K C_{sa}}. \quad (323 c)$$

Jest więc i tu częstotliwość graniczna, lecz z tą różnicą (w stosunku do części rzeczywistej oporności wejściowej lampy), że licznik wyrażenia na  $X_s$  może mieć znak ujemny, czyli urojony opór wejściowy może mieć charakter indukcyjny przy częstotliwościach wyższych od granicznej i przy  $X_a$  zawartem między wartościami z równania (322).

Z równań (323 b) i (323 c) wynika, że częstotliwość graniczna jest bardzo wielka, gdyż pojemność  $C_{sa}$  ma bardzo małą wartość (rzędu kilku do kilkunastu p.p.F). I tak np. dla lampy o wartościach:  $K = 10 V/V$ ,  $S = 1,5 mA/V$ ,  $C_{sa} = 5 \cdot 10^{-12} F$ , będzie przy obciążeniu urojonym:

$$\omega \geq \frac{2 \cdot 0,0015 \cdot \sqrt{11}}{10 \cdot 5 \cdot 10^{-12}} = 2 \cdot 10^8, \quad (\lambda \cong 10 \text{ m}),$$

a przy oporności  $R_a = 10^5 \Omega$ :

$$\omega \geq \frac{2 \cdot 10^5 \cdot 0,0015^2}{10 \cdot 5 \cdot 10^{-12}} = 9 \cdot 10^9, \quad (\lambda \cong 20 \text{ cm}).$$

Są to więc częstotliwości, leżące poza granicami normalnie wzmacnianych częstotliwości, wobec czego można stwierdzić, że w zakresie praktycznie stosowanych częstotliwości *część urojona oporu wejściowego lampy ma charakter pojemnościowy*.

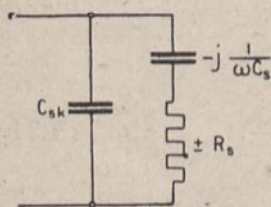
### 3. Wnioski z dyskusji. Generator Kühn-Hutla.

Z przeprowadzonej tu dyskusji wynika, że oporność wejściową lampy można przedstawić jako wielkość zespoloną:

$$\hat{Z}_s = \pm R_s - j \frac{1}{\omega C_s}, \quad (324)$$

pamiętając jednak o tem, że  $C_s$  jest wielkością zmienną, zależną od częstotliwości.

Ta oporność równoważna lampy (rys. 160) występuje równolegle do pojemności siatka-katoda i do oporności  $\hat{Z}_o$  obwodu wejściowego (rys. 158 b).



Rys. 160.

A więc lampa nie jest idealnym przekaźnikiem elektrostatycznym lecz może pobierać energję ze źródła wzbudzającego nawet wówczas, gdy pracuje bez prądu elektronowego w obwodzie siatkowym.

Oporność wejściową lampy można przenieść do obwodu wejściowego, znajdując oporność zastępczą równolegle połączonych oporów:  $\hat{Z}_s$  i oporu obwodu wejściowego lub jednej z jego gałęzi. Gdy obwodem wejściowym jest układ rezonansu prądów, najdogodniej jest przyjąć opór  $\hat{Z}_s$  jako załączony równolegle do gałęzi indukcyjnej i rozwiązać utworzony w ten sposób niedostrojony układ rezonansu prądów<sup>1)</sup>.

Obydwe części, rzeczywista i urojona, oporności wejściowej  $\hat{Z}_s$  przeniesione do obwodu wejściowego, łączą się wówczas szeregowo z opornościami, rzeczywistą i urojoną, tego obwodu.

Zależnie więc od znaku  $R_s$  i jego wartości przeniesionej do obwodu wejściowego, można, podobnie jak przy sprzężeniu zwrotnem indukcyjnym, rozróżnić trzy przypadki:

1) gdy oporność przeniesiona jest dodatnia, pojemność  $C_{sa}$  powoduje dodatkowe tłumienie w obwodzie wejściowym, co zwiększa obciążenie

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 32, (wzór 15).

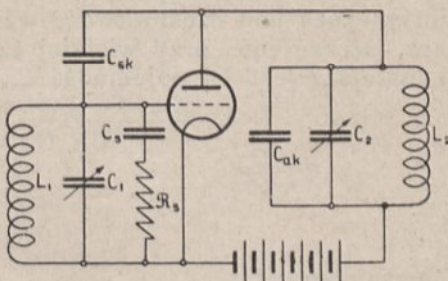
zenie źródła wzbudzającego<sup>1)</sup> i — jeżeli na wejściu jest obwód rezonansowy — zmniejsza jego ostrość rezonansu;

2) gdy oporność przeniesiona jest wprawdzie ujemna, lecz mniejsza od oporności obwodu, następuje odłumienie obwodu wejściowego;

3) gdy oporność przeniesiona jest ujemna i co do wartości bezwzględnej równa oporności obwodu lub większa od niej a obciążenie obwodu anodowego jest indukcyjne, układ staje się generatorem drgań rezonansowych lub relaksacyjnych.

Na tej zasadzie jest oparty układ generatorowy Kühn - Hutha<sup>2)</sup> (1918) pracujący pozornie bez sprzężenia zwrotnego (rys. 161). Częstotliwością drgań własnych układu jest

w przybliżeniu częstotliwość rezonansowa obwodu leżącego w siatce, a uzupełnionego pojemnością wejściową lampy. Częstotliwość ta jest oczywiście mniejsza od własnej częstotliwości rezonansowej obwodu i dlatego, o ile obwód anodowy przy lampie wyłączonej jest w rezonansie z obwodem siatkowym, a nawet jest nastrojony na częstotliwość cokolwiek mniejszą (nie mówiąc już o rozstrojeniu w kierunku częstotliwości większych), po uruchomieniu lampy tworzy on dla częstotliwości wypadkowej obwodu wejściowego lampy obciążenie indukcyjne, niezbędne dla samowzbudzenia przez pojemność siatka-anoda. Stąd, warunkiem dostatecznym, ze względu na odpowiednią fazę obciążenia, będzie:



Rys. 161.

$$L_1 C_1 = L_2 C_2. \quad (325)$$

Drgania w układzie Kühn-Hutha wzbudzają się bardzo dobrze przy większych częstotliwościach (fale krótkie), na falach dłuższych natomiast pracuje on kapryśnie i wymaga często dołączenia dodatkowego kondensatora zmiennego między anodę i siatkę [równolegle do pojemności  $C_{sa}$ <sup>3)</sup> na rys. 161]. Ze względu na trudne nastrojenie na żadaną częstotliwość (częstotliwość drgań układu jest zależna od oporności wejściowej lampy, a ta znowu zależy i od częstotliwości wzbudzonej i od obciążenia obwodu anodowego) układ Kühn-Hutha prawie że nie jest stosowany w praktyce (spotyka się go jedynie w połączeniu z oscylatorem kwarcowym). Występuje on jednak pasorzytniczo we wzmacniaczach rezonansowych, w których przy strojeniu bardzo łatwo może zająć przypadek, że obwód anodowy staje się indukcyjny dla częstotliwości rezonansowej obwodu wejściowego lampy.

<sup>1)</sup> Jak duże może być obciążenie wzbudnicy, spowodowane przez pojemność  $C_{sa}$  dowodzą przykłady, przeliczone w rozdziale IV, § 8 str. 163÷165.

<sup>2)</sup> W literaturze anglosaskiej spotyka się dla tego zjawiska nazwę „Miller-effect” ze względu na opracowanie jego teorii przez Millera.

<sup>3)</sup> Na rys. 161 zamiast oznaczenia  $C_{sk}$  powinno być  $C_{sa}$ .

Układ autodynowy (rys. 129), w którym między zwojnicami  $L_a$  i  $L_s$  występuje stosunkowo znaczna pojemność, załączona równolegle do  $C_{sa}$ , można uważać również i za układ Kühn-Hutha z dodatkową pojemnością. Dlatego w układzie takim, szczególnie przy falach krótkich, trudno nieraz ustalić, czy ma się tu do czynienia ze sprzężeniem zwrotnym indukcyjnym, czy też z pojemnościowym, a zmiany wzajemnego położenia cewek mogą wywołać skutek wręcz odwrotny, niż się spodziewano.

Włączona w szereg z oporem  $R_s$  pojemność  $C_s$  (rys. 160) zwiększa oporność całkowitą  $\hat{Z}_s$ , a temsamem zmniejsza obciążenie obwodu wejściowego, przez dołączoną do niego lampę. Jak wynika z równania (311), opór pojemnościowy jest tem mniejszy, im większa jest pojemność  $C_{sa}$  i im większa jest częstotliwość wzmacniana. A więc lampa jako wzmacniacz, szczególnie przy wielkiej częstotliwości, pracuje tem skuteczniej im mniejsza jest jej pojemność  $C_{sa}$ . Gdy pojemność ta jest równa zeru:

$$C_{sa} = 0,$$

to:

$$X_s = \infty,$$

a temsamem

$$\hat{Z}_s = \infty,$$

co oznacza, że obwód wejściowy nie jest obciążony przez lampę, która dzięki temu działa jako idealny przekaźnik. Jest to oczywiste, albowiem z chwilą, gdy  $C_{sa} = 0$ , obwód siatkowy i anodowy nie są z sobą sprzężone, a więc w układzie niema sprzężenia zwrotnego.

#### 4. Przykład obliczenia oporności wejściowej lampy.

Dana jest lampa odbiorcza o następujących wartościach:  $K=10 V/V$ ,  $S = 0,5 mA/V$ ,  $\rho = 20000 \Omega$ . Pojemności wewnętrzne wraz z pojemnościami gniazdek i doprowadzeń wynoszą:

$$C_{sk} = 6,5 \cdot 10^{-12} F, \quad C_{sa} = 3,2 \cdot 10^{-12} F, \quad C_{ak} = 5 \cdot 10^{-12} F.$$

a) Przeliczyć wzmacniacz rezonansowy dla  $\omega = 10^7$  ( $\lambda = 188$  m) z obwodem wyjściowym:  $R = 20 \Omega$ ,  $L = 10^{-4} H$ ,  $C = 100 \cdot 10^{-12} F$ , któremu odpowiada oporność zastępcza:

$$R_z = \frac{L}{RC} = \frac{10^{-4}}{20 \cdot 100 \cdot 10^{-12}} = 5 \cdot 10^4 \Omega = R_a,$$

a więc obciążenie jest bezindukcyjne, przyczem  $\frac{R_a}{\rho} = 2,5$ .

Na podstawie równań (312)

$$R_s = \rho \frac{(1 + K) \frac{R_a^2}{\rho^2} + \frac{R_a}{\rho}}{\left[1 + (1 + K) \frac{R_a}{\rho}\right]^2} = 2 \cdot 10^4 \frac{11 \cdot 6,25 + 2,5}{(1 + 11 \cdot 2,5)^2} \cong 1750 \Omega,$$

$$X_s = - \frac{1}{\omega C_{sa}} \cdot \frac{1 + (1 + K) \frac{R_a^2}{\rho^2} + (2 + K) \frac{R_a}{\rho}}{\left[1 + (1 + K) \frac{R_a}{\rho}\right]^2} =$$

$$= - \frac{1}{10^7 \cdot 3,2 \cdot 10^{-12}} \cdot \frac{1 + 11 \cdot 6,25 + 12 \cdot 2,5}{(1 + 11 \cdot 2,5)^2} \cong - 3800 \Omega.$$

Stąd oporność wejściowa lampy wynosi:

$$\hat{Z}_s = (1750 - j 3800) \Omega.$$

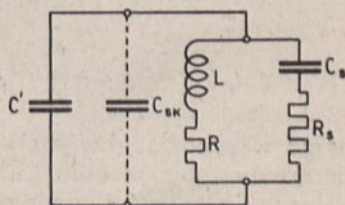
Załóżmy, że obwodem wejściowym lampy jest obwód rezonansowy o tych samych danych, co obwód wyjściowy, a więc wynoszących:  $R = 20 \Omega$ ,  $L = 10^{-4} H$ ,  $C = 100 \cdot 10^{-12} F$ . Obwód ten, nieobciążony lampą, miałby współczynnik przebiecia<sup>1)</sup>:

$$\sigma = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{20} \cdot \sqrt{\frac{10^{-4}}{10^{-10}}} = 50.$$

Jeżeli teraz założyć, że opór wejściowy lampy jest załączony równolegle do zwojnicy obwodu siatkowego (w której praktycznie koncentruje się oporność skutecznego obwodu), to otrzyma się układ rys. 162. Jest to układ rezonansu prądów, rozstrojony względem siły elektromotorycznej. Oporności zastępcze tego obwodu można obliczyć według wzorów<sup>2)</sup>:

$$R' = \frac{r_1 Z_2^2 + r_2 Z_1^2}{(r_1 + r_2)^2 + (X_1 + X_2)^2},$$

$$X' = \frac{X_1 Z_2^2 + X_2 Z_1^2}{(r_1 + r_2)^2 + (X_1 + X_2)^2}.$$



Rys. 162.

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 15, wzór (3a).

<sup>2)</sup> Patrz tom I, str. 32, wzór (15).

W rozpatrywanym przykładzie:

$$r_1 = R = 20 \Omega, \quad X_1 = \omega L = 1000 \Omega, \quad Z_1^2 \cong 10^6,$$

$$r_2 = R_s = 1750 \Omega, \quad X_2 = X_s = -3800 \Omega, \quad Z_2^2 \cong 17,5 \cdot 10^6.$$

Stąd:

$$R' = \frac{20 \cdot 17,5 \cdot 10^6 + 1750 \cdot 10^6}{1770^2 + 2800^2} \cong 190 \Omega,$$

$$X' = \frac{1000 \cdot 17,5 \cdot 10^6 - 3800 \cdot 10^6}{1770^2 + 2800^2} \cong 1245 \Omega.$$

Jak widać, przez dołączenie lampy obciążonej bezindukcyjnie składowa rzeczywista oporności obwodu rezonansowego pozornie znacznie wzrosła, (z 20 do 190  $\Omega$ ) indukcyjność również zwiększyła się pozornie do wartości:

$$L' = \frac{X'}{\omega} = \frac{1245}{10^7} = 1,245 \cdot 10^{-4} H.$$

Obwód uległ więc rozstrojeniu w kierunku częstotliwości mniejszych, a więc celem dostrojenia go do rezonansu należy zmniejszyć pojemność kondensatora  $C$  w obwodzie. Jest to zrozumiałe, gdy się uwzględni, że równolegle do tego kondensatora pojawiła się pojemność wejściowa lampy.

Pojemność obwodu powinna teraz posiadać wartość:

$$C' = \frac{1}{\omega^2 L'} = \frac{10^{-14}}{1,245 \cdot 10^{-4}} = 80,3 \cdot 10^{-12} F.$$

W tem pojemność kondensatora obrotowego wynosi tylko  $73,8 \cdot 10^{-12} F$ , gdyż równolegle do niego jest dołączona pojemność  $C_{sk} = 6,5 \cdot 10^{-12} F$ .

Nowopowstały obwód będzie miał współczynnik przepięcia:

$$\sigma' = \frac{1}{190} \sqrt{\frac{1,245 \cdot 10^{-4}}{80,3 \cdot 10^{-12}}} = \frac{1244}{190} = 6,5,$$

a więc własności obwodu siatkowego wskutek dołączenia lampy uległy znacznemu pogorszeniu, nie tylko przez zwiększenie strat, ale i przez pogorszenie ostrości rezonansu.

b) Jeżeli obwód rezonansowy w obwodzie anodowym cokolwiek rozstroić w kierunku częstotliwości większych (przez zmniejszenie pojemności), to, ze względu na znaczną wartość  $\sigma$ , praktycznie będzie się on zachowywał jak indukcyjność, a składową rzeczywistą oporności  $\hat{Z}_a$  będzie można pominąć.

Obciążenie urojone, przy którym

$$R_s = 0, \quad (318 b)$$

można znaleźć z zależności (318 b):

$$X'_a = \frac{K}{1+K} \cdot \frac{1}{\omega C_{sa}},$$

$$X''_a = 0.$$

Druga z tych wartości nie ma oczywiście znaczenia fizycznego w tym przypadku, gdyż przy  $X_a = 0$  obwód rozpatrywany jest w rezonansie i

$$R_a = 5.10^5 \neq 0.$$

Pozostaje więc pierwsza wartość graniczna:

$$X_a = \frac{10}{11} \cdot \frac{1}{10^7 \cdot 3,2 \cdot 10^{-12}} = 28500 \Omega,$$

wartość, której wprowadzie obwód nigdy nie osiągnie, lecz która oznacza, że praktycznie dla każdego rozstrojenia w kierunku indukcyjnym wzmacniacz będzie przedstawiał opór ujemny.

Przeliczając  $\hat{Z}_s$  dla pojemności  $C = 45 \cdot 10^{-12} F$  w obwodzie anodowym, i pomijając oporność rzeczywistą w tym obwodzie, znajdziemy w przybliżeniu<sup>1)</sup> dla obwodu rezonansu prądów:

$$\hat{Z}_a \cong -j \frac{\omega L}{\omega^2 L C - 1} \cong \frac{-j \cdot 10^7 \cdot 10^{-4}}{10^{14} \cdot 10^{-4} \cdot 45 \cdot 10^{-12} - 1} \cong +j 1820 \Omega.$$

A więc na podstawie wzorów (315) i (315 a) otrzymuje się:

$$R_s = \frac{\rho \left[ (1+K) X_a^2 - K \frac{X_a}{\omega C_{sa}} \right]}{\rho^2 + (1+K)^2 X_a^2} =$$

$$= \frac{2 \cdot 10^4 \left[ (1+10) \cdot 1820^2 - 10 \frac{1820}{10^7 \cdot 3,2 \cdot 10^{-12}} \right]}{4 \cdot 10^8 + (1+10)^2 \cdot 1820^2} = -13306 \Omega.$$

$$X_s = - \frac{1}{\omega C_{sa}} \cdot \frac{(1+K) X_a^2 + \rho^2 (1 - \omega C_{sa} X_a)}{\rho^2 + (1+K)^2 X_a^2} =$$

$$= - \frac{1}{10^7 \cdot 3,2 \cdot 10^{-12}} \cdot \frac{(1+10) \cdot 1820^2 + 20000^2 (1 - 10^7 \cdot 3,2 \cdot 10^{-12} \cdot 1820)}{20000^2 + (1+10)^2 \cdot 1820^2} =$$

$$= -16100 \Omega.$$

<sup>1)</sup> Przeliczenie:

$$\hat{Z}_a \cong j X_a \cong j \frac{\omega L \left( -\frac{1}{\omega C} \right)^2 + \left( -\frac{1}{\omega C} \right) \omega^2 L^2}{\left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} = -j \frac{\frac{\omega L}{\omega C} \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)}{\left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} =$$

$$= -j \frac{\omega L}{\omega C \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)} = -j \frac{\omega L}{(\omega^2 L C - 1)}.$$

Wartości  $X_s$  odpowiada pojemność „dynamiczna”:

$$C'_{sa} = \frac{1}{\omega X_s} = \frac{1}{10^7 \cdot 16100} = \frac{10}{1,61 \cdot 10^{12}} \cong 6,2 \text{ p.p.F.}$$

Tę oporność wejściową lampy można przenieść do obwodu wejściowego, podobnie jak poprzednio w przypadku oporności dodatniej.

Mając:

$$Z_2^2 = (-13300)^2 + (-16100)^2 = 4,37 \cdot 10^8 \Omega,$$

otrzymuje się wartości:

$$R' = \frac{20 \cdot 4,37 \cdot 10^8 - 13300 \cdot 10^6}{(20 - 13300)^2 + (1000 - 16100)^2} = -31,1 \Omega,$$

$$X' = \frac{1000 \cdot 4,37 \cdot 10^8 - 16100 \cdot 10^6}{(20 - 13300)^2 + (1000 - 16100)^2} \cong 1110 \Omega.$$

Oporność wprowadzona do obwodu wejściowego wynosi:

$$R_1 = -31,1 + 20 = -11,1 \Omega,$$

natomiast nastrojeenie obwodu praktycznie nie uległo zmianie.

Układ jest więc zdolny do samowzbudzenia.

## 5. Wzmocnienie napięciowe z uwzględnieniem pojemności wewnętrznych.

Wpływ pojemności  $C_{sa}$  na wzmocnienie lampy jeszcze lepiej uwidacznia się przy rozpatrywaniu wyrażenia na współczynnik wzmocnienia napięciowego.

Zgodnie z równaniami (59) i (63)

$$\hat{k} = \frac{\hat{V}_z}{\hat{V}_s}.$$

Z rys. 158 c na str. 269 widać, że:

$$\hat{V}_z = \hat{Z}_a \hat{J}_3.$$

Podstawiając tę wartość do równania (b) § 1-go, otrzymuje się:

$$\hat{V}_s = j X_2 \hat{J}_1 + \hat{V}_z,$$

stąd:

$$\hat{V}_z = \hat{V}_s - j X_2 \hat{J}_1.$$

A więc:

$$\hat{k} = \frac{\hat{V}_z}{\hat{V}_s} = 1 - j \frac{X_2 \hat{J}_1}{\hat{V}_s},$$



a po uwzględnieniu równania (310):

$$\hat{k} = 1 - j \frac{X_2}{\hat{Z}_s}$$

Podstawiając za  $\hat{Z}_s$  wartość z równania (e) tegoż paragrafu, otrzymuje się, po sprowadzeniu wyrażenia do wspólnego mianownika i po usunięciu liczby zespolonej oraz ułamków w mianowniku 1):

1) Przeliczenie:

$$\begin{aligned} \hat{k} &= 1 - j \frac{X_2}{\hat{Z}_s} = 1 + j \frac{1}{\omega C_2} = 1 + \frac{j}{\omega C_2} \cdot \frac{\rho + (1+K)R_a + j(1+K)X_a}{\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a + j\left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]} = \\ &= 1 + \frac{j}{\omega C_2} \cdot \frac{\left[\rho + (1+K)R_a + j(1+K)X_a\right] \left\{\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a - j\left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]\right\}}{\left(\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a\right)^2 + \left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]^2} = \\ &= \frac{\left(\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a\right)^2 + \left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]^2}{\left(\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a\right)^2 + \left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]^2} + \\ &+ \frac{j \frac{1}{\omega C_2} \left[\rho + (1+K)R_a + j(1+K)X_a\right] \left\{\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a - j\left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]\right\}}{\left(\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a\right)^2 + \left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]^2} = \\ &= \frac{\rho^2 R_a^2 + \rho^2 X_a^2 - \frac{\rho^2 X_a}{\omega C_2} - K \frac{X_a^2}{\omega^2 C_2^2} - K \frac{\rho R_a}{\omega^2 C_2^2} - K \frac{R_a^2}{\omega^2 C_2^2}}{\left(\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a\right)^2 + \left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]^2} + \\ &+ \frac{j \left(\frac{\rho^2 R_a}{\omega C_2} + \frac{\rho R_a^2}{\omega C_2} + K \frac{\rho R_a^2}{\omega C_2} + \frac{\rho X_a^2}{\omega C_2} + K \frac{\rho X_a^2}{\omega C_2} - K \frac{\rho X_a}{\omega^2 C_2^2}\right)}{\left(\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a\right)^2 + \left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]^2} = \end{aligned}$$

$$\hat{k} = \frac{(\rho^2 \omega^2 C_{sa}^2 - K)(R_a^2 + X_a^2) - \rho R_a \left( \rho \omega C_{sa} \frac{X_a}{R_a} + K \right)}{[X_a + \rho \omega C_{sa} R_a]^2 + [\rho \omega C_{sa} X_a - (\rho + R_a)]^2} +$$

$$+ \frac{j \left[ \rho \omega C_{sa} (1 + K)(R_a^2 + X_a^2) + \rho X_a \left( \rho \omega C_{sa} \frac{R_a}{X_a} - K \right) \right]}{[X_a + \rho \omega C_{sa} R_a]^2 + [\rho \omega C_{sa} X_a - (\rho + R_a)]^2}. \quad (326)$$

Wzór ten w przypadkach szczególnych upraszcza się do następujących postaci:

a) *Obciążenie bezindukcyjne* ( $X_a = 0$ ).

Otrzymuje się wówczas, podstawiając  $X_a = 0$  oraz dzieląc licznik i mianownik przez  $R_a^2$ :

$$\hat{k} = \frac{\rho^2 \omega^2 C_{sa}^2 - K \left( 1 + \frac{\rho}{R_a} \right) + j \rho \omega C_{sa} \left[ K + \left( 1 + \frac{\rho}{R_a} \right) \right]}{\rho^2 \omega^2 C_{sa}^2 + \left( 1 + \frac{\rho}{R_a} \right)^2}, \quad (327)$$

$$= \frac{\left( R_a^2 + X_a^2 \right) \left( \rho^2 - \frac{K}{\omega^2 C_2^2} \right) - \frac{\rho R_a}{\omega^2 C_2^2} \left( \rho \frac{X_a}{R_a} \omega C_2 + K \right)}{\frac{1}{\omega^2 C_2^2} \left\{ (X_a + \rho \omega C_2 R_a)^2 + [\rho \omega C_2 X_a - (\rho + R_a)]^2 \right\}} +$$

$$+ \frac{j \left[ \frac{\rho}{\omega C_2} (1 + K)(R_a^2 + X_a^2) + \frac{\rho X_a}{\omega^2 C_2^2} \left( \rho \frac{R_a}{X_a} \omega C_2 - K \right) \right]}{\frac{1}{\omega^2 C_2^2} \left\{ (X_a + \rho \omega C_2 R_a)^2 + [\rho \omega C_2 X_a - (\rho + R_a)]^2 \right\}} =$$

$$= \frac{\frac{1}{\omega^2 C_2^2} \left\{ (\rho^2 \omega^2 C_2^2 - K)(R_a^2 + X_a^2) - \rho R_a \left( \rho \omega C_2 \frac{X_a}{R_a} + K \right) \right\}}{\frac{1}{\omega^2 C_2^2} \left\{ (X_a + \rho \omega C_2 R_a)^2 + [\rho \omega C_2 X_a - (\rho + R_a)]^2 \right\}} +$$

$$+ \frac{j \left[ \rho \omega C_2 (1 + K)(R_a^2 + X_a^2) + \rho X_a \left( \rho \frac{R_a}{X_a} \omega C_2 - K \right) \right]}{\frac{1}{\omega^2 C_2^2} \left\{ (X_a + \rho \omega C_2 R_a)^2 + [\rho \omega C_2 X_a - (\rho + R_a)]^2 \right\}}$$

co, przy założeniu  $C_{sa} = 0$ , sprowadza się do wzoru (59)<sup>1)</sup>:

$$k_r = - \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R_a}}. \quad (327 a)$$

Znak „—” oznacza tu przesunięcie faz o  $180^\circ$  między napięciem wzbudzającym, a napięciem na obwodzie zewnętrznym lampy, jak to wyjaśniono w rozdziale III.

b) *Obciążenie urojone* ( $R_a = 0$ ).

W analogiczny sposób dla  $R_a = 0$ , po podzieleniu licznika i mianownika przez  $X_a^2$ , otrzymuje się:

$$\hat{k} = \frac{\rho \omega C_{sa} \left( \rho \omega C_{sa} - \frac{\rho}{X_a} \right) - K + j \left[ \rho \omega C_{sa} + K \left( \rho \omega C_{sa} - \frac{\rho}{X_a} \right) \right]}{1 + \left( \rho \omega C_{sa} + \frac{\rho}{X_a} \right)^2}. \quad (328)$$

Po podstawieniu  $C_{sa} = 0$ , dochodzi się do wzoru (65)<sup>2)</sup>:

$$\hat{k} = -K \frac{1 + j \frac{\rho}{X_a}}{1 + \frac{\rho^2}{X_a^2}}, \quad (328 a)$$

czyli:

$$|k| = \frac{K}{\sqrt{1 + \frac{\rho^2}{X_a^2}}}. \quad (328 b)$$

Jak wynika z równania (326), decydujący wpływ na wzmocnienie napięciowe ma wyrażenie:

$$\rho \omega C_{sa} = \frac{\rho}{\frac{1}{\omega C_{sa}}} = \frac{\rho}{X_{sa}},$$

które jest stosunkiem oporu wewnętrznego lampy do oporu urojonego pojemności  $C_{sa}$ . Im wyrażenie to jest większe, tem większy jest wpływ jego na współczynnik wzmocnienia układu. Ponieważ jest ono proporcjonalne do częstotliwości, więc, zgodnie z poprzednimi wnioskami, wpływ jego rośnie ze wzrostem częstotliwości.

<sup>1)</sup> Rozdział III, § 4, str. 71.

<sup>2)</sup> Rozdział III, § 6, str. 75.

Dowodzą tego następujące przeliczenia:

Dla lampy z poprzedniego przykładu (§ 4) będzie:

$$\rho \omega C_{sa} = 2 \cdot 10^4 \cdot 10^7 \cdot 3,2 \cdot 10^{-12} = 0,64,$$

a w przypadku obciążenia bezindukcyjnego:

$$\frac{\rho}{R_a} = \frac{20000}{50000} = 0,4.$$

Z równania (327) można obliczyć:

$$\hat{k} = \frac{0,64^2 - 10 \cdot 1,4 + j 0,64 (10 + 1,4)}{0,64^2 + 1,4^2} = \frac{-13,59 + j 7,3}{2,37},$$

czyli

$$|k| = \frac{\sqrt{13,59^2 + 7,3^2}}{2,37} \cong 6,5.$$

Gdyby zaś można było pominąć wpływ  $C_{sa}$ , wzmocnienie napięciowe wyniosłoby:

$$k = \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R_a}} = \frac{10}{1,4} \cong 7,1.$$

Strata na wzmocnieniu, spowodowana przez istnienie pojemności  $C_{sa}$ , nie jest więc zbyt wielka, gdyż wynosi zaledwie około 9%.

Przy większych częstotliwościach warunki wzmocnienia pogarszają się, ponieważ obwody rezonansowe ze względów konstrukcyjnych mają znacznie mniejsze  $R_z$ <sup>1)</sup>. Lecz gdyby nawet zdołano zachować stosunek  $\frac{\rho}{R_a}$ ,

(równoznaczny ze stosunkiem  $\frac{\rho}{R_z}$ ), to pojemność  $C_{sa}$  zredukowałaby wzmocnienie do wartości znikomo małej. Zachowując stosunek  $\frac{\rho}{R_a} = 0,4$ ,

a zwiększając częstotliwość do  $\omega = 10^8$ , otrzyma się:

$$\rho \omega C_{sa} = 2 \cdot 10^4 \cdot 10^8 \cdot 3,2 \cdot 10^{-12} = 6,4,$$

wartość wzmocnienia będzie:

$$\hat{k} = \frac{6,4^2 - 10 \cdot 1,4 + j 6,4 \cdot 11,4}{6,4^2 + 1,4^2} = \frac{26,96 + j 72,96}{42,92},$$

co odpowiada wartości bezwzględnej:

$$|k| = \frac{\sqrt{26,96^2 + 72,96^2}}{42,92} \cong 1,8.$$

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 41.

W rzeczywistości przy tej częstotliwości  $R_a$  osiągnie w najlepszym razie wartość  $10^4 \Omega$ , co da  $\rho/R_a = 2$ , a więc wzmacnienie wyniesie:

$$\hat{k} = \frac{6,4^2 - 10 \cdot 3 + j 6,4 (10 + 3)}{6,4^2 + 3^2} \cong \frac{11 + j 83}{50},$$

czyli:

$$|k| = \frac{\sqrt{11^2 + 83^2}}{50} \cong 1,7.$$

W tych więc warunkach lampa daje minimalne wzmacnienie.

## 6. Usuwanie wpływu pojemności wewnętrznych<sup>1)</sup>. Neutralizacja. Lampy ekranowe.

Sprzężenie zwrotne przez pojemność lampy jest zjawiskiem niepożądanym, zwłaszcza gdy wywołuje drgania własne. Poza układami generatorowymi samowzbudnieni, żadne inne układy, ani wzmacniające, ani detekcyjne, nie mogą mieć drgań własnych, t. zw. pasorzytniczych. Drgania takie—pomijając już wzmacnienie częstotliwości akustycznych, gdzie wywołują one zniekształcenia—sprawiają, że traci się panowanie nad wzmacnieniem i lampa, zamiast odtwarzać przebieg napięcia wzbudzającego, może wytwarzać prądy o zupełnie innej częstotliwości, a w przypadku wzmacniaczy wielostopniowych każdy stopień może wzbudzać drgania o innej częstotliwości. Dlatego też od chwili stwierdzenia tego zjawiska przedsięwzięto środki dla skompensowania wpływu sprzężenia zwrotnego przez lampę.

Środki te można sprowadzić do następujących typów:

- A. *Odsprzężenie* czyli kompensacja indukcyjna.
- B. *Neutralizacja* czyli kompensacja pojemnościowa.
- C. *Powielanie częstotliwości*.
- D. *Zmniejszenie pojemności wewnętrznej lampy*.

### A. Odsprzężenie.

Odsprzężenie polega na zastosowaniu takiego indukcyjnego sprzężenia zwrotnego, aby kompensowało ono wpływ sprzężenia przez pojemność wewnętrzną. Chcąc więc zapobiec samowzbudzeniu, stosuje się w układzie *sprzężenie zwrotne dodatnie*. Wobec zależności indukcyjnego sprzężenia zwrotnego od częstotliwości, odsprzężenie wymaga regulacji wraz ze zmianą długości fali generatora. Dlatego też w urządzeniach nadawczych stosuje się ten sposób zasadniczo tylko na stacjach, pracujących jedną długością fali.

<sup>1)</sup> Patrz m. i. W. Kummerer, Die Rückwirkung bei fremdgesteuerten Röhrensensdern, T. Z. 44, r. 1926, str. 20—25.

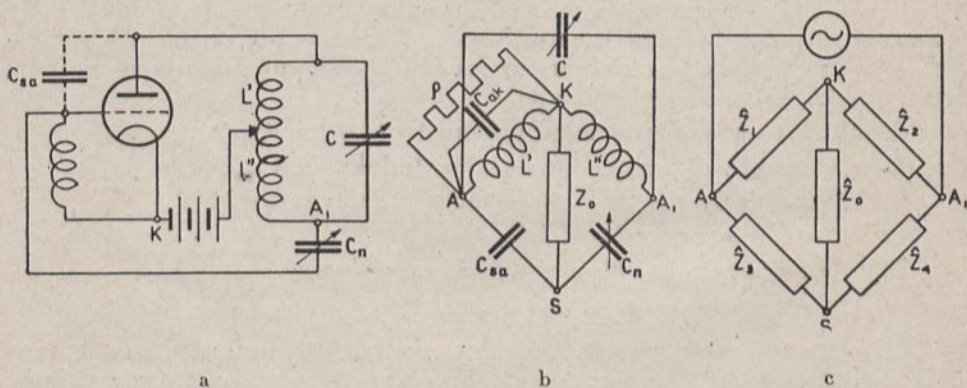
W. Ure, E. J. Grainger, H. R. Cantelo, The Balancing and Stabilising of High Frequency Amplifiers, with Special Reference to Power Amplifiers for Radio Transmitters. I. E. E. W. P. VIII, r. 1933, str. 108 ÷ 126.

Rozpowszechnione jest natomiast odsprężenie w odbiornikach reakcyjnych, które, ze względu na indukcyjne obciążenie obwodu anodowego (rys. 129), są specjalnie skłonne do wzbudzenia drgań przez pojemność lampy. Coprawda nie ma tam ono charakteru specjalnej konstrukcji, lecz polega poprostu na tem, że zwojnica sprzężenia zwrotnego (reakcyjna), obraca się o  $90^\circ$  w kierunku dodatnim i ujemnym od położenia zerowego. Okazuje się bowiem w niektórych przypadkach, że na części zakresu fal wzbudzenie drgań następuje nietylko przy sprzężeniu ujemnym, lecz też i przy pewnej wartości sprzężenia dodatniego, niedostatecznej dla zrównoważenia wpływu pojemności lampy, tak, iż praca bez drgań własnych wymaga nieraz dość silnego sprzężenia dodatniego.

### B. Neutralizacja.

Polega ona na pojemnościowem sprzężeniu obwodu siatkowego z takim punktem obwodu anodowego lub sprzężonego z nim układu, aby do obwodu siatki doprowadzić prąd o tejsamej amplitudzie, co prąd dopływający przez pojemność  $C_{sa}$ , lecz przesunięty w stosunku do niego w fazie o  $180^\circ$ . Osiąga się w ten sposób stosowaną w szeregu innych układów elektrycznych kompensację.

Typowy układ kompensacyjny (L. A. Hazeltine, 1919) jest podany na rys. 163 a. Sprowadzić go można do układu mostkowego dla prądu zmiennego jak na rys. 163 b, przyczem pominięto źródła prądu stałego, jako niebiorące udziału w ustaleniu równowagi napięć zmiennych.



Rys. 163.

W układzie takim panuje równowaga, a więc napięcie zmienne przyłożone do punktów  $A$  i  $A_1$  nie wywołuje różnicy potencjałów między punktami  $K$  i  $S$ , jeżeli zachowane są równości (rys. 163 c):

$$\begin{aligned} \hat{J}_1 \hat{Z}_1 &= \hat{J}_2 \hat{Z}_3, \\ \hat{J}_1 \hat{Z}_2 &= \hat{J}_2 \hat{Z}_4, \end{aligned} \quad (a)$$

skąd otrzymuje się proporcję:

$$\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2} = \frac{\hat{Z}_3}{\hat{Z}_4}, \quad \text{czyli} \quad \frac{Z_1}{Z_2} \varepsilon^{j(\varphi_1 - \varphi_2)} = \frac{Z_3}{Z_4} \varepsilon^{j(\varphi_3 - \varphi_4)}. \quad (\text{b})$$

Równość (b) jest spełniona tożsamościowo tylko wtedy, gdy zarówno

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{Z_3}{Z_4}, \quad (329)$$

jak i

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_3 - \varphi_4. \quad (330)$$

W danym przypadku, rys. 163b, opory  $Z_1$  i  $Z_2$  są indukcyjne (indukcyjności  $L'$  i  $L''$ ), a więc:

$$\varphi_1 = \varphi_2 = + \frac{\pi}{2},$$

ponieważ zaś opór  $Z_3$  jest pojemnościowy (pojemność  $C_{sa}$ ), zatem w myśl równania (330) musi być:

$$\varphi_3 = \varphi_4 = - \frac{\pi}{2},$$

czyli w obu tych gałęziach muszą znajdować się pojemności.

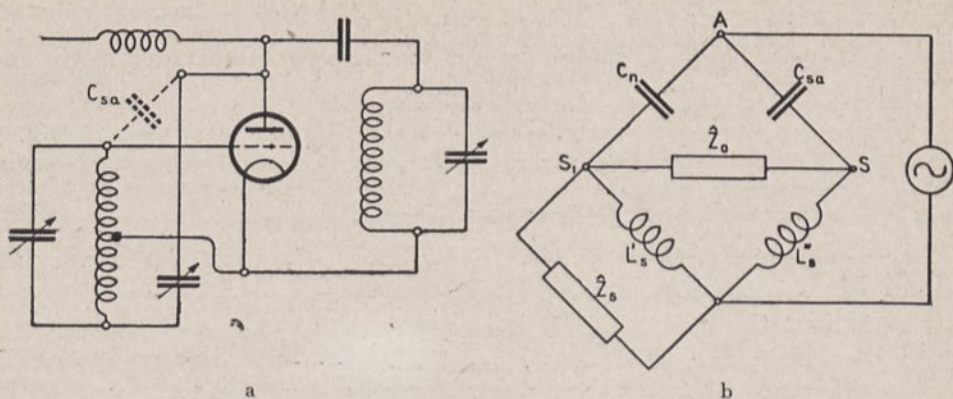
Z warunku (329) wynika zaś bezpośrednio:

$$\frac{C_{sa}}{C_n} = \frac{L'}{L''}. \quad (331)$$

Zwykle przyjmuje się  $L' = L''$ , a więc dla częstotliwości wzmacnianej obwód rezonansowy jest uziemiony w punkcie środkowym, a wówczas pojemność zmiennego kondensatora neutralizującego (neutrodonu)  $C_n$  jest rzędu wielkości pojemności wewnętrznej lampy. Zpełnej równowagi nie można osiągnąć, gdyż w układzie niema całkowitej symetrii ze względu na pojemność  $C_{ak}$  i oporność dynamiczną  $\rho$  lampy, występujące równolegle do  $L'$ . Wpływ  $\rho$  uwydatnia się w ten sposób, że ściśle biorąc, kompensacji nie można osiągnąć zapomocą samej tylko pojemności, lecz w gałąź kompensacyjną należałoby wprowadzić również i opór rzeczywisty. Przykład takiej kompensacji dla małych częstotliwości jest pokazany na rys. 168. Asymetrię w układzie wywołuje również kondensator strojeniowy  $C$  obwodu rezonansowego, który, o ile nie jest specjalnie skonstruowany, ulega wpływom pojemności obsługującego.

Drugą wadą układu jest to, że obwód rezonansowy musi być zbudowany na opór zastępczy  $R_{zo}$ , znacznie większy (czterokrotnie większy, gdy  $L' = L''$ ), niż tego wymagają warunki sprawności wzmacniacza, gdyż tylko część zwojnicy jest włączona w obwód anodowy lampy. Osiągnięcie tak znacznej wartości  $R_{zo}$ , związane zresztą ze zwiększeniem napięć w obwodzie (podwojeniem ich, gdy  $L' = L''$ ), jest nieraz połączone ze znacznymi trudnościami technicznymi.

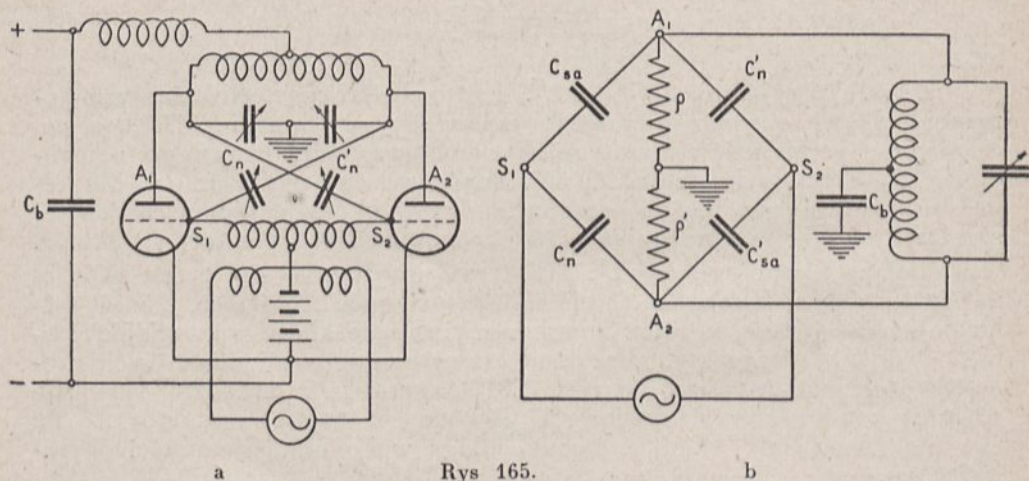
Podobny do poprzedniego jest układ podany na rys. 164 (C.W. Rice 1917), w którym napięcie kompensacyjne jest czerpane z obwodu siatki.



Rys. 164.

I tu również niema symetrii, gdyż jedna z gałęzi,  $L_s$ , jest zabocznikowana oporem wejściowym lampy (patrz rys. 160), zależnym od obciążenia obwodu anodowego i od częstotliwości<sup>1)</sup>.

Asymetrii unika się przez zastosowanie układu przeciwsobnego dwóch lamp, rys. 165 a (C. S. Franklin i E. Green), który można spro-



Rys 165.

wadzić do układu mostkowego rys. 165 b. Tu wpływ oporu wewnętrznego lamp eliminuje się zupełnie, o ile spełniony jest warunek:

$$C_{sa} = C'_{sa} = C_n = C'_n, \quad (332)$$

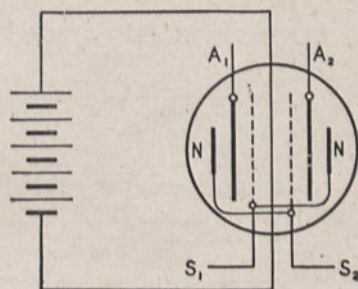
<sup>1)</sup> W układzie tym otrzymuje się równowagę niezależną od częstotliwości tylko pod warunkiem, że współczynnik sprzężności między obiema zwojniami w obwodzie siatki jest równy jedności (patrz Üre, Grainger i Cantelo, l. c.).



i o ile opory dynamiczne obu lamp są sobie równe, tylko wówczas bowiem katody i punkt środkowy obwodu drgań mają potencjał zerowy względem ziemi. Innymi słowy, warunkiem prawidłowej pracy układu jest dobór dwu lamp o możliwie równych charakterystykach i pojemnościach wewnętrznych. Obie lampy muszą mieć te same napięcia początkowe ( $U_s$  i  $U_a$ ). Gdy warunki te nie są zachowane, między katodą i środkiem obwodu drgań występuje różnica potencjałów i układ staje się skłonny do samowzbudzenia, z tem, że jedna lampa pracuje jako generator, obciążony przez drugą lampę. Ten sam skutek wywołuje zresztą niesymetryczne wzbudzenie układu, przeciążając jedną lampę, a nie obciążając należycie drugiej.

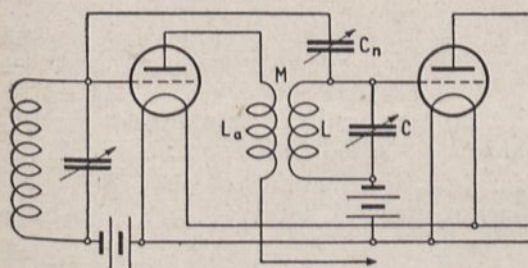
Ponadto należy przestrzegać, aby kondensatory  $C_n$  były przyłączone jaknajbliżej do zacisków siatkowych lamp.

W ostatnich czasach budują dla tego układu specjalne lampy podwójne w jednej bańce z dodatkowymi elektrodami neutralizującymi wewnątrz bańki, jak to pokazano schematycznie na rys. 166. Lampy takie dochodzą do mocy kilku  $kW^1$ . Mają one tę wyższość nad lampami zwykłymi, że doprowadzenia do pojemności neutralizujących są sprowadzone do minimum.



Rys. 166.

Przy zastosowaniu układów niesymetrycznych dogodny sposób neutralizacji polega na indukcyjnym sprzężeniu obwodu anodowego lampy z obwodem rezonansowym i połączeniu neutrodonu z tym obwodem w sposób wskazany na rys. 167.



Rys. 167.

Otrzymuje się wówczas żądaną fazę, jak tego dowodzi następujące przeliczenie<sup>2)</sup>:

Przy założeniu  $\omega L_a \ll \rho$  otrzymuje się opór równoważny obwodu anodowego:

$$R_a = \frac{\omega^2 M^2}{r}, \quad (a)$$

gdzie  $r$  jest oporem rzeczywistym obwodu  $LC$ .

Składowa zmienna prądu anodowego wynosi wówczas:

$$\hat{f}_z = \frac{K \hat{V}_s}{\rho + \frac{\omega^2 M^2}{r}}, \quad (b)$$

<sup>1)</sup> Patrz L. B. Turner, Chairman's address I. E. E. W. P. VIII, 1933 r., str. 12.

<sup>2)</sup> Patrz też podobne przeliczenie w § 8 rozdziału V, str. 233 ÷ 236.

a stąd napięcie działające na zaciskach indukcyjności  $L_a$ :

$$\hat{V}_1 = \hat{J}_z R_a = \hat{J}_z \frac{\omega^2 M^2}{r}. \quad (c)$$

Prąd w obwodzie rezonansowym wynika z przekładni prądowej:

$$\hat{J}_2 = -j \frac{\omega M}{r} \hat{J}_z, \quad (d)$$

a odpowiadające mu przepięcie, działające między siatką i katodą drugiej lampy, wynosi:

$$\hat{V}_2 = -j \omega L \hat{J}_2 = - \frac{\omega^2 M L}{r} \hat{J}_z = - \frac{L}{M} \hat{V}_1. \quad (e)$$

A więc przepięcie w obwodzie rezonansowym jest przesunięte o  $180^\circ$  względem  $\hat{V}_s$ .

Kompensacja w układzie będzie osiągnięta, gdy będzie zachowana równość:

$$\frac{V_1}{X_{sa}} = \frac{V_2}{X_n}, \quad (f)$$

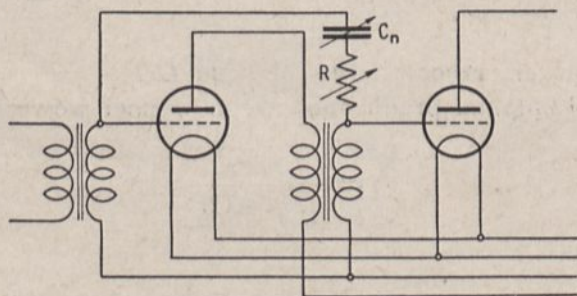
czyli:

$$V_1 \omega C_{sa} = V_2 \omega C_n, \quad (g)$$

skąd otrzymuje się pojemność kompensacyjną:

$$C_n = \frac{V_1}{V_2} C_{sa} = \frac{M}{L} C_{sa}. \quad (333)$$

Układ ten stosuje się również do wzmacniaczy transformatorowych małej częstotliwości. Tam jednakże ze względu na znaczne opory rzeczywiste uzwojeń, przesunięcie faz jest nieco mniejsze niż o  $180^\circ$ , co wymaga w obwodzie neutralizującym pewnej korekcji fazy za pomocą oporu rzeczywistego (rys. 168).

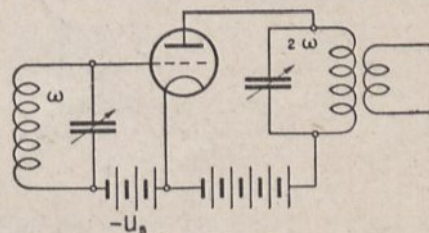


Rys. 168.

Obecnie, wobec wprowadzenia lamp ekranowych, w obwodach odbiorczych wielkiej częstotliwości neutralizacja już nie jest stosowana. Spotyka się natomiast w urządzeniach nadawczych i to przeważnie dla większej mocy (kilka  $kW$  i wyżej). Zaznaczyć należy, że do neutralizacji nadają się lepiej lampy o większej pojemności własnej, dla nich bowiem łatwiej dobrać pojemność  $C_n$ .

### C. Powielanie częstotliwości.

Sprężeniu zwrotnemu przez lampę zapobiega również powielanie częstotliwości<sup>1)</sup>. W powielaczu częstotliwości bowiem obwód rezonansowy, włączony między siatkę i katodę (rys. 169), jest nastrojony na częstotliwość dwa lub trzy razy mniejszą, niż częstotliwość prądu upływającego przez pojemność  $C_{sa}$ . Dzięki temu prąd ten jest zwarty przez pojemność obwodu siatkowego i nie wytwarza między siatką i katodą napięcia dostatecznie dużego dla samowzbudzenia układu.



Rys. 169.

Kilkustopniowe powielenie częstotliwości jest jedynym środkiem zaradczym na sprężenie zwrotne między stopniem końcowym i stopniami wzmocnienia małej mocy w większych urządzeniach nadawczych. Gdy stopień końcowy ma moc kilkunastu lub więcej kilowatów, wówczas żadna osłona elektrostatyczna nie może zapobiec indukowaniu się w poprzednich stopniach sił elektromotorycznych, mogących przekroczyć nawet rząd wielkości sił elektromotorycznych, czynnych w tych układach. Zgubnego wpływu tego sprężenia zwrotnego można uniknąć jedynie wówczas, gdy częstotliwość rezonansowa obwodu w stopniach małej mocy różni się dostatecznie od częstotliwości siły elektromotorycznej indukowanej.

### D. Zmniejszenie pojemności wewnętrznej lampy.

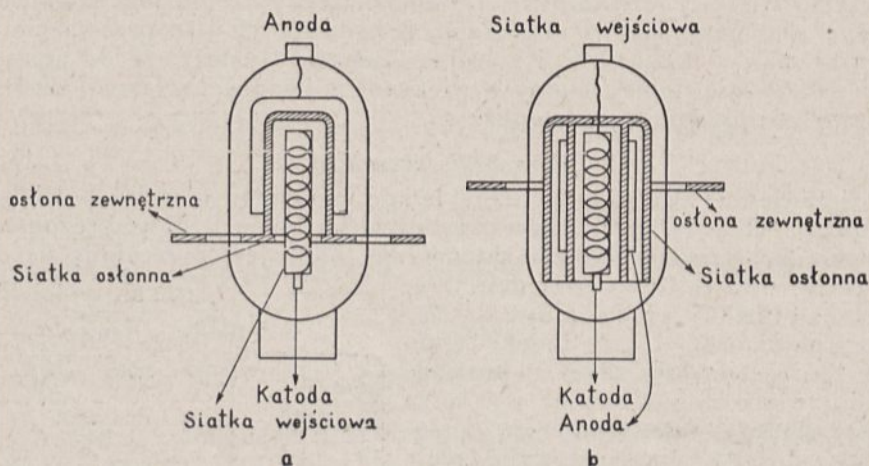
Jest to najskuteczniejszy środek dla usunięcia wpływu sprężenia przez lampę. Polega on na zastosowaniu siatki osłonowej<sup>2)</sup> tak skonstruowanej, aby ze wszystkich stron zamykała pole elektryczne anody, nie dopuszczając go do siatki (t. zw. siatka ekranowa). Siatka ekranowa jest zwykle przedłużona w postaci kołnierza, który dochodzi do bańki lampy i łączy się elektrostatycznie z zewnętrzną osłoną obwodów<sup>3)</sup>. Lampy odbiorcze ekranowe buduje się również z metalizowaną bańką. Metalizacja ta łączy się elektrycznie z katodą i tworzy osłonę elektrostatyczną dla elektrod, znajdujących się wewnątrz. Typowe konstrukcje lamp ekranowych podaje schematycznie rys. 170 a (typ angielski) i rys. 170 b (typ amerykański), zaś rys. 171 daje widok zewnętrzny lampy ekranowej nadawczej.

<sup>1)</sup> Patrz rozdział IV, § 11÷13, str. 172÷185.

<sup>2)</sup> Patrz rozdział III, § 17, str. 110 i następne.

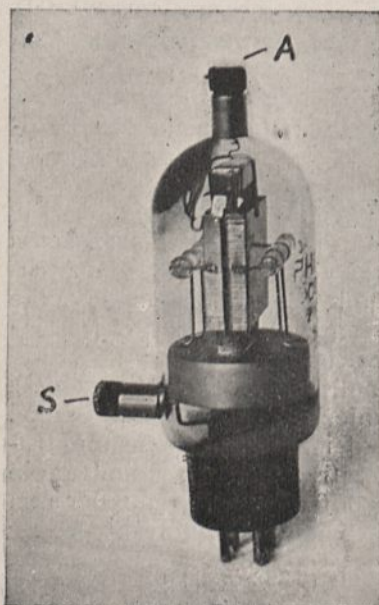
<sup>3)</sup> Lampy ekranowe buduje się obecnie przeważnie jako pentody.

Pojemność „anoda-siatka” lamp ekranowych zawiera się w granicach od  $0,001 \mu\mu F$  do  $0,02 \mu\mu F$ .



Rys. 170.  
(według L. B. Turnera).

Zaznaczyć należy, że siatka ekranowa wówczas tylko spełnia swoje zadanie (usunięcie sprzężenia zwrotnego przez pojemność własną), gdy części zewnętrzne obu obwodów, siatkowego i anodowego, są również starannie osłonięte od siebie. W przeciwnym razie sprzężenia indukcyjne lub pojemnościowe między obwodami niweczą zaletę, osiągniętą przez zastosowanie lampy ekranowej.



Rys. 171.

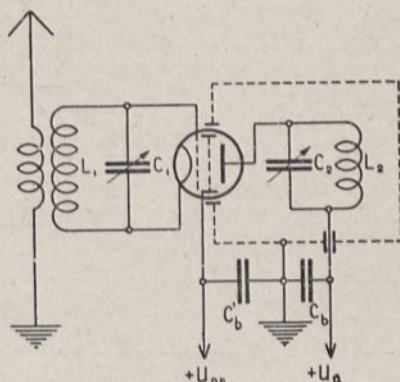
Osłonę zewnętrzną buduje się z zasady w ten sposób, aby ekran lampy łączył się z nią elektrostatycznie. Lampa przytem przechodzi przez przegrodę w ten sposób, że z jednej strony znajduje się doprowadzenie do anody, z drugiej zaś doprowadzenie do siatki wejściowej (rys. 172).

Obok lamp ekranowych dwusiatkowych stosowane są również i *pentody ekranowe*, wykazujące w stosunku do lamp dwusiatkowych tę samą zaletę, co pentody małej częstotliwości, a mianowicie usunięcie wpływu emisji wtórnej.

Lampy ekranowe nadawcze buduje się obecnie seryjnie do mocy kilku *kW*

(laboratoryjne do 20 kW), pentody nadawcze wykonywane są fabrycznie narazie tylko dla mniejszych mocy.

Przez umieszczenie ekranu między anodą i siatką lampy ekranowej redukuje się wprowadzie pojemność  $C_{sa}$ , ale zwiększa pojemność  $C_{ak}$ . Nie ma to znaczenia dla układu rezonansowego, dla którego zasadniczo lampy te zostały skonstruowane, gdyż, jak wspomniano poprzednio,  $C_{ak}$  występuje równoległe do pojemności strojenia obwodu rezonansowego. Zwiększenie  $C_{ak}$  wpływa natomiast szkodliwie w przypadku użycia lampy jako wzmacniacza oporowego wielkiej częstotliwości, tembardziej, że, ze względu na znaczną oporność lampy, opory stosowane powinny być dość duże, o ile chce się wykorzystać własności amplifikacyjne lampy.



Rys. 172.

Również i w układzie transformatorowo-rezonansowym<sup>1)</sup>, zwłaszcza przy wzmocnieniu fal krótkich, pojemność ta nie może być pominięta.

Pojemność anoda-katoda nie jest natomiast przeszkodą przy zastosowaniu lampy jako detektora, dla którego to celu, dzięki dużemu współczynnikowi wzmocnienia napięciowego lampa ekranowa wykazuje duże zalety.

## 7. Usuwanie drgań pasorzytnicznych.

Drgania pasorzytniczne w układach samowzbudnych i wzmacniających mogą być dwóch rodzajów:

- 1) rezonansowe,
- 2) relaksacyjne.

Drgania pasorzytniczne mogą być bardzo wielkiej częstotliwości, albo rzędu częstotliwości roboczej układu lub też częstotliwości słyszalnej.

### A. Drgania bardzo wielkiej częstotliwości.

Mogą one powstać bardzo łatwo na zasadzie układu rys. 132 a, (str. 242), przyczem jako  $L_1$  i  $L_2$  występują doprowadzenia anody i katody, a jako  $C_b$  — pojemność własna dołączonych przyrządów. Mogą powstać również drgania Barkhausena-Kurtza. Drgania takie powstają nawet w układach, służących do zdejmowania charakterystyk lampy, wywołując zupełnie błędny przebieg zdejmowanej charakterystyki.

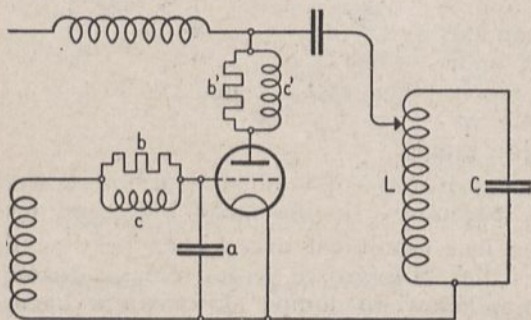
Drgania tego rodzaju są niebezpieczne dla lampy, zwłaszcza gdy nie jest ona zbudowana na bardzo wielkiej częstotliwości, a to ze względu na silne nieraz prądy pojemnościowe, płynące przez wnętrza lam-

<sup>1)</sup> Patrz rozdział III, rys. 38 a, str. 60.

py<sup>1)</sup>. Wskutek tego występuje często, napozór niewytłumaczone, przebiecie bańki lampy w okolicy wyprowadzenia elektrod. Drgania bywają nieraz tak silne, że w układach samowzbudnych pochłaniają całą energię doprowadzoną, gasząc drgania o częstotliwości żądanej<sup>2)</sup>. Szczególnie częste jest to zjawisko w lampach pracujących przy wysokich napięciach anodowych. Spowodowane jest ono przez znaczną szybkość wyjściową elektronów.

Powstawaniu drgań pasorzytnicznych bardzo wielkiej częstotliwości sprzyja również równoległe łączenie lamp, zwłaszcza wtedy, gdy pracują one na wspólny opór upływowy siatki.

Jako środki zaradcze przeciw powstawaniu drgań pasorzytnicznych bardzo wielkiej częstotliwości, stosuje się (rys. 173):



Rys. 173.

a) kondensatory między siatką i katodą o takiej pojemności, aby zwierały drgania pasorzytniczne, a nie miały zbyt dużego wpływu na warunki pracy przy częstotliwości roboczej;

b) opory rzeczywiste rzędu kilkuset omów ( $300 \div 500 \Omega$ ), włączone szeregowo w obwód siatkowy lub anodowy, albo też w obydwa obwody,

c) równoległe do tych oporów dławiki o oporności urojonej bardzo dużej dla częstotliwości drgań pasorzytnicznych, lecz znikomo małej dla prądów o częstotliwości roboczej,

d) przede wszystkim jednak zwrócić należy uwagę na właściwe ułożenie przewodów, a zwłaszcza na to, aby między przewodami siatki i anody nie powstawały sprzężenia pojemnościowe i aby połączenia w obwodach wielkiej częstotliwości były jaknajkrótsze.

Warunki wymienione pod a) i c) łatwo spełnić dla częstotliwości stosunkowo małych (fale długie i pośrednie), lecz coraz trudniej w miarę zbliżania się do dolnego zakresu fal krótkich, gdzie częstotliwość robocza zbliża się do rzędu wielkości drgań pasorzytnicznych.

#### B. Drgania pasorzytniczne o częstotliwości zbliżonej do roboczej.

Źródłem takich drgań może być przede wszystkim dławik wielkiej częstotliwości w obwodzie zasilającym anody. Dławik taki, przeważnie o długości dużej w stosunku do średnicy, drga jak linja otwarta o roz-

<sup>1)</sup> Patrz rozdział V, § 10, str. 243.

<sup>2)</sup> Obecność drgań pasorzytnicznych w układach generatorowych łatwo stwierdzić po tem, że przy małej stosunkowo energii w obwodzie wyjściowym lampa pobiera nadmiernie duży prąd anodowy. Przy zdejmowaniu charakterystyk statycznych drgania pasorzytniczne poznać można po wpływie, jaki wywiera pojemność ręki na prąd anodowy.

łożonych stałych  $L$  i  $C$ , może więc wytwarzać nie tylko drgania o częstotliwości własnej, ale i o częstotliwościach harmonicznych.

Ponadto źródłem drgań mogą być obwody rezonansowe, przypadkowo utworzone z indukcyjności zwojnic i pojemności ich względem innych części konstrukcyjnych urządzenia lub ziemi, albo też obwody powstałe z połączenia zwojnic i kondensatorów zaworowych, a nawet kondensatorów neutralizacyjnych układu.

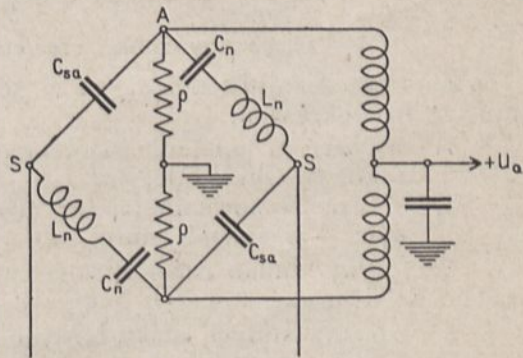
Drganiom takim bardzo trudno zapobiec wtedy, gdy częstotliwość ich jest zbliżona do roboczej. Zasadniczo w takich razach należy odnaleźć źródło tych drgań i usunąć ich przyczynę. Jako środki, zmierzające do zapobiegania drganiom tego typu, można wskazać:

- unikanie sprzężeń, zwłaszcza pojemnościowych, między częściami obwodów, a szczególnie między obwodami siatki i anody,
- jaknajdalej idącą symetrię w układach zneutralizowanych,
- unikanie sprzężeń przez obwody zasilające (obwód anodowy, zasilania, źródło ujemnego napięcia siatek) między poszczególnymi stopniami wzmacnienia,
- w nadajnikach telegraficznych powstawaniu drgań własnych zapobiega przyłożenie znacznego ujemnego napięcia siatek (ze źródła obcego) w stopniach pośrednich, tak, aby początkowy punkt pracy przesunięty był znacznie w lewo poza początek charakterystyki<sup>1)</sup>, co zresztą wpływa korzystnie na sprawność układu,
- w pewnych przypadkach skuteczne jest *odsprężenie*, które jednak każdorazowo musi być dostosowane do warunków powstawania drgań pasorzytniczych,

f) drgania własne dławików można też stłumić, zwierając kilka zwojów wewnętrznych dławika i dzieląc go tym sposobem na dwie części w stosunku nieharmonicznym.

W układach zneutralizowanych stosuje się czasami w gałęziach neutralizacyjnych niewielkie opory rzeczywiste.

W układach symetrycznych włącza się też niewielkie indukcyjności, tak dobrane, aby w połączeniu z kondensatorem neutralizującym tworzyły rezonans napięć dla jednej z harmonicznych drgań własnych dławika anodowego (rys. 174). Równocześnie dla częstotliwości roboczej musi być spełniony warunek:



Rys. 174.

$$\frac{1}{\omega C_n} - \omega L_n = \frac{1}{\omega C_{sa}}, \quad (334)$$

<sup>1)</sup> Patrz rozdział IV, praca według typu C.

aby uczynić zadość warunkowi symetrii układu, wyrażonemu równaniem (332). Warunek ten oczywiście przy danych  $C_n$  i  $L_n$ , może być spełniony tylko dla jednej częstotliwości.

### C. *Drgania małej częstotliwości.*

Mogą powstać w obwodach filtrów układu zasilającego, oraz w układach modulacyjnych generatorów samo- i obco-wzbudnych. Zapobiec im można, unikając starannie sprzężeń zwrotnych między obwodami anodowym i siatkowym. Sprzężenia te mogą być indukcyjne lub zapomocą oporów rzeczywistych, np. przez wspólne, niedostatecznie zwarte kondensatorami (odsprężone) potencjometry, zasilające poszczególne lampy. Pożądane jest również, aby obwody rezonansowe małej częstotliwości, znajdujące się w układzie, były możliwie zbliżone do aperiodycznych.

Najtrudniejsze do usunięcia są jednakże drgania relaksacyjne małej częstotliwości. W przypadku tych drgań jedynym środkiem jest wykrycie ich źródła i odpowiednie przekonstruowanie obwodu, będącego przyczyną ich powstania.

## 8. Stabilizacja częstotliwości generatorów.

Wskutek stałego wzrostu ilości i mocy stacyj nadawczych stawiane są coraz większe wymagania co do stałości promieniowanej fali. Konferencje radjotelegraficzne w Madrycie w 1932 r. i w Lucernie w 1933 r. ustaliły minimalne normy (zebrane w tablicy na str. 301), którym powinny odpowiadać nowoczesne nadajniki. Jednakże wymagania praktyczne w miarę postępu techniki częstokroć są znacznie ostrzejsze od wymagań urzędowych, tak iż stabilizacja nadajników radjokomunikacyjnych i związana z nią precyzja pomiarów częstotliwości należą do najdonioślejszych zagadnień współczesnej radjotechniki.

### *Przyczyny zmian częstotliwości generatora.*

Zmiany częstotliwości drgań w generatorze samowzbudnym występują w dwu okresach:

- 1) w okresie ustalania się temperatury — w sposób ciągły o charakterze wykładniczym,
- 2) w czasie normalnej pracy pod wpływem czynników zewnętrznych — w sposób mniej lub więcej przypadkowy.

Przyczyny zmian częstotliwości w obu tych okresach można sprowadzić do dwu zasadniczych kategorii zjawisk, a mianowicie do:

- A) zmiany stałych elektrycznych układu,
- B) zmiany warunków pracy układu.

Zmiany te ze swej strony mogą być wywołane:

- a) wahaniami temperatury,
- b) wahaniami napięć zasilających,
- c) zmianami obciążenia,
- d) innymi wpływami zewnętrznymi, jak wstrząsy mechaniczne, zmiany oporności i pojemności anteny i t. p.



*Stalność częstotliwości nadajników,*

wymagana przez konwencje międzynarodowe Madrycką (1932) i Lucerneńską (1933).

K a t e g o r j a   s t a c y j	Dopuszczalna niestałość bezwzględna	Dopuszczalna niestałość względna
<i>Częstotliwości 10 ÷ 1500 kc/s.</i>		
a) Stacje zainstalowane na stałe	0,1 ‰	
b) Stacje ruchome pracujące na falach wyznaczonych	0,5 ‰	
c) Stacje ruchome pracujące na dowolnych falach w danym zakresie		0,5 ‰
d) Stacje radjofoniczne:		
α) na fali wyłącznej	± 50 c/s.	
β) na fali wspólnej (synchronizowane)	± 10 c/s. <sup>1)</sup>	
<i>Częstotliwości 1500 ÷ 6000 kc/s.</i>		
a) Stacje stałe	0,03 ‰	
b) Stacje naziemne (lotnicze i morskie)	0,04 ‰	
c) Stacje ruchome pracujące na falach wyznaczonych	0,1 ‰	
d) Stacje ruchome pracujące na falach dowolnych oraz stacje zainstalowane na stałe małej mocy (< 250 W) pracujące w zakresach wspólnych dla służb stałych i ruchomych		2) 3 kc/s.
<i>Częstotliwości 6000 ÷ 30000 kc/s.</i>		
a) Stacje stałe	0,02 ‰	
b) Stacje naziemne	0,04 ‰	
c) Stacje ruchome pracujące na falach wyznaczonych	0,1 ‰ (0,04 ‰ w zakresach wspólnych)	
d) Stacje radjofoniczne	0,01 ‰	
e) Stacje ruchome pracujące na falach dowolnych oraz stacje zainstalowane na stałe małej mocy (250 < W) pracujące w zakresach wspólnych dla służb stałych i ruchomych		2) 0,05 ‰

1) Obecnie dąży się do zredukowania różnic częstotliwości stacyj, pracujących na wspólnej fali, do wielkości mniejszej od jednego okresu na sekundę.

2) Niestalność bezwzględna nie jest ograniczona międzynarodowo, lecz państwa są zobowiązane do wyznaczenia możliwie wąskich granic, praktycznie osiągalnych.

**U w a g a:** Miarą *niestałości bezwzględnej* jest maksymalne odchylenie od wartości bezwzględnej częstotliwości urzędowo wyznaczonej. Miarą *niestałości względnej* jest maksymalne odchylenie od dowolnie obranej częstotliwości w ciągu jednego nadawania.

### A. Zmiany stałych elektrycznych.

Częstotliwość drgań generatora uwarunkowana jest przede wszystkim iloczynem  $LC$  obwodu drgań. Stąd więc każda zmiana indukcyjności, czy pojemności obwodu siłą rzeczy pociąga za sobą zmianę częstotliwości wytworzonego prądu zmiennego. Zmiany takie w generatorze nieobciążonym (nie zasilającym swą energią dalszych obwodów), występują głównie pod wpływem *zmian temperatury*, które pociągają za sobą zmianę wymiarów zwojnic i kondensatorów. Dlatego też przez specjalne konstrukcje i dobór materiałów na cewki i kondensatory obwodu wzbudzającego dąży się do zapewnienia tym elementom jaknajdalej posuniętej niezależności od wpływów temperatury. W urządzeniach, w stosunku do których stawia się szczególnie wysokie wymagania, obwód rezonansowy umieszcza się w termostacie z samoczynnie regulowaną temperaturą. Przez odpowiednią konstrukcję obwodu drgań zapewnić można generatorowi stałość fali dochodzącą do  $10^{-4}$  przy zmianach temperatury o  $10^0$  C (H. Barkhausen).

Nie należy również zapominać, że do obwodu drgań wchodzi nie tylko kondensator i zwojnica, lecz i *pojemności wewnętrzne lampy*. Pojemności te, w miarę nagrzewania się lampy, zmieniają się, wpływając w ten sposób na całkowitą pojemność obwodu. Wpływ zmiany pojemności lampy zaznacza się tem silniej, im mniejsza jest pojemność obwodu zewnętrznego, jest więc on tem szkodliwszy, im większa jest częstotliwość obwodu drgającego. W związku z nagrzewaniem się lampy czas niezbędny do całkowitego ustalenia się częstotliwości dochodzi do 1 godziny.

Drugim czynnikiem, poza temperaturą, wpływającym na niestałość wartości  $L$  i  $C$  generatora, są *wpływy zmiennych pojemności zewnętrznych i wstrząsy mechaniczne*. Od wpływów pojemnościowych łatwo zabezpieczyć się, osłaniając elektrostatycznie cały generator.

Wstrząsy mechaniczne zaś, o ile praktycznie nie zagrażają urządzeniom na stacjach stałych, są trudne do zwalczania w urządzeniach przenośnych i przewoźnych, jak np. na pokładzie samolotu. Jedynym praktycznie dostępnym środkiem, zapewniającym stałość częstotliwości urządzeniom pracującym w podobnych warunkach, są oscylatory piezoelektryczne (kvarcowe, turmalinowe), o których będzie mowa w § 10.

### B. Zmiany warunków pracy układu.

Zmiany warunków pracy układu, wywołane przez *wahania napięć zasilających poszczególne obwody generatora*, oddziałują zarówno na kształt charakterystyk, jak i na położenie początkowego punktu pracy.

Wywołuje to wprawdzie zmianę średniego oporu dynamicznego lampy, który jednakże w stanie ustalonym musi przybrać taką wartość, aby spełniony był warunek samopodtrzymania drgań. W przypadku indukcyjnego sprzężenia zwrotnego

$$M = \frac{L_1}{K} \left( 1 + \frac{\rho}{R_z} \right),$$

czyli średnia wartość oporu dynamicznego ustala się na swej pierwotnej wartości, o ile nie nastąpiły żadne zmiany w układzie zewnętrznym. Temsamem i częstotliwość drgań układu, po ostatecznym ustaleniu się <sup>1)</sup> nowych warunków pracy, bezpośrednio nie ulega zmianie.

Są jednakże przyczyny wtórne, które z chwilą zmiany przebiegu charakterystyk wywołują wahania częstotliwości drgań. Są niemi:

- 1) zmiany obciążenia obwodu wzbudzającego, spowodowane przez prąd siatkowy,
- 2) zmiany zawartości harmoniczných w prądzie anodowym.

#### 1) *Zmiany prądu siatkowego.*

Zmiany prądu siatkowego, nie tylko wywołują przesunięcie fazy w obwodzie wzbudzającym, lecz oddziałując na sprzężony z nim obwód anodowy, mogą zmieniać częstotliwość jego drgań własnych.

Każde takie przesunięcie faz między napięciem  $\hat{V}'_s$ , indukowanym w obwodzie siatki, a napięciem  $\hat{V}_s$ , które je wywołało, musi spowodować zmianę częstotliwości drgań. Jeżeli bowiem  $\hat{V}'_s$  wyprzedzi  $\hat{V}_s$ , to okres drgań skraca się, jeżeli  $\hat{V}'_s$  opóźnia się — okres ten ulega przedłużeniu. Jest bowiem oczywiste, że przesunięcie fazy przebiegu jest niemożliwe bez równoczesnej przejściowej zmiany częstotliwości drgań.

Każda więc zmiana fazy w obwodzie wzbudzenia pociąga za sobą wahanie częstotliwości układu samowzbudzonego.

Podobny skutek wywołuje też obciążenie wejściowe siatki (oporność pozorna wejściowa), które również bocznikuje człon wzbudzający generatora, a zależy nie tylko od obciążenia obwodu anodowego lampy, lecz i od jej temperatury (wpływ na wartość pojemności  $C_{sa}$ ).

#### 2) *Zmiany zawartości harmoniczných w prądzie anodowym.*

Harmoniczne, zawarte w prądzie anodowym, przepływając przez gałąź pojemnościową obwodu rezonansowego, zwiększają prąd w tej gałęzi, wywołując asymetrię obwodu, a temsamem odstrajając go od rezonansu <sup>2)</sup>. Aby mogła nastąpić równowaga, częstotliwość drgań musi się ustalić w ten sposób, aby w gałęzi indukcyjnej płynął prąd równy całkowitemu prądowi pojemnościowemu. A więc pod wpływem harmoniczných częstotliwość drgań układu ulega zmniejszeniu. Wobec tego jest rzeczą oczywistą, że każda zmiana zawartości harmoniczných w obwodzie anodowym musi wywołać zmianę częstotliwości drgań generatora.

Zmiany zawartości harmoniczných są również wywołane przez prąd siatkowy. Ponieważ wielkość prądu siatkowego zależy od szeregu czynników, jak napięcie anodowe, początkowe napięcie siatki, wielkość sprzężenia zwrotnego, opór w obwodzie anodowym i t. d., więc istnienie dużego prądu siatkowego w generatorze lampowym jest bardzo poważnym źródłem niestałości fali.

<sup>1)</sup> Pomija się tu modulację częstotliwości, nieuniknioną w stanie przejściowym.

<sup>2)</sup> J. Groszkowski. Zagadnienie stałości częstotliwości w radjotechnice, Prz. W. T. XIV, 1933 r., str. 429 ÷ 449.

Stąd więc jako miernik stałości częstotliwości można uważać stałość stosunku prądu anodowego do prądu siatkowego <sup>1)</sup>).

#### *Zmiany napięć zasilających.*

Zmiany te mają pośredni wpływ też i na częstotliwość generatora, a mianowicie przez zmiany nagrzania lampy, a zwłaszcza jej anody.

Wahania zaś temperatury lampy wpływają nietylko na jej pojemności wewnętrzne, o czym była mowa w punkcie A tego paragrafu. Ciepło promieniowane nazewnątrz, zmienia również temperaturę otoczenia, wywołując w obwodach zmiany, omówione w punkcie A.

Wpływ zmian nagrzania lampy na otaczające części obwodów jest tem większy, im bardziej zwarta jest budowa układu i im gorsze są warunki chłodzenia.

#### *Zmiany obciążenia.*

Jest to bardzo ważny czynnik, wpływający na warunki pracy generatora samowzbudnego i zmieniający jego częstotliwość. Zmiany te występują zwłaszcza przy kluczowaniu i przy modulacji generatora. Są one przenoszone na generator ze sprzężonego z nim obwodu wtórnego, lub też ze wzbudzanego przez generator następnego stopnia wzmocnienia. Te zmiany obciążenia, gdyby nawet nie rozstrajały obwodu drgań, co w praktyce jest prawie nieuniknione, zmieniają opór skuteczny tego obwodu, a temsamem wywołują zmianę jego oporu zastępczego. Skoro zaś zmienia się  $R_z$  obwodu generatora, zmienia się przede wszystkim amplituda napięcia anodowego  $V_{zm}$ , co pociąga za sobą zmiany w przebiegach prądu siatkowego i prądu anodowego. Wiadomo zaś z poprzednich rozważań, że zmiany te oddziałują na częstotliwość generatora samowzbudnego.

Oddziaływanie wzbudzanego wzmacniacza na stopień poprzedni może być spowodowane dwoma czynnikami: prądem siatkowym i sprzężeniem przez pojemność  $C_{sa}$ . Ten drugi czynnik ma tem większy wpływ, im większa jest częstotliwość prądów wzmacnianych i oddziaływanie to może przenosić się na wzbudnicę nawet przez kilka stopni wzmocnienia. Dowodem tego jest obecność prądu w antenie nawet przy zgaszonym jednym lub kilku stopniach pośrednich.

Czynnikiem, wpływającym na generator wzbudzający, jest również *sprzężenie zwrotne*, indukcyjne lub pojemnościowe, stopnia większej mocy ze wzbudnicą. Jest ono tem groźniejsze i tem łatwiej może nawet stać się źródłem samowzbudzenia przez sprzężenie zwrotne między poszczególnymi stopniami, im większą moc mają końcowe stopnie wzmocnienia. Przy dużych mocach, rzędu kilkudziesięciu do kilkuset  $kW$ , sprzężeniu takiemu nie zapobiega nawet najskuteczniejsze osłanianie elektrostatyczne poszczególnych stopni i jedynym środkiem zaradczym pozostaje powielanie częstotliwości.

Następująca tablica zawiera orjentacyjne dane co do ilościowego wpływu poszczególnych czynników na zmiany częstotliwości generatora <sup>2)</sup>:

1) K. P. Schweimer u. L. Pungs, Frequenzstabilisierung von Röhrenoszillatoren mit Hilfe v. Schirmgitterröhren, Jahrb. 43, r. 1934, str. 181 ÷ 189.

2) E. S. Anceliowicz, Woprosy stabilnosti gienieratornych schem, Izwestija elektro-promyszlenosti słabawo toka IV Z. 6, r. 1935, str. 28 ÷ 39.

Zmiany w ciągu ustalania się temperatury		Zmiany w ciągu pracy	
C z y n n i k i	Rząd wielkości zmian (w ‰)	C z y n n i k i	Rząd wielkości zmian (w ‰)
Zmiana temperatury obwodu	0,1	Wpływ prądów siatkowych	0,01
Zmiana temperatury lamp	0,05	Zmiany średnie stałych lampy	0,005
Ustalenie się stałych układu drgającego	0,5	Zmiany obciążenia wzbudnicy	0,2
		Zmiany temperatury lamp	0,1
		Zmiany ciepła promieniowanego przez lampę	0,05
		Zmiany kształtów krzywej prądu (zawartości harmonicznych)	0,01
Całkowita zmiana w najgorszym (teoretycznie) przypadku, gdy poszczególne zmiany są tego samego znaku.	0,65	Całkowita zmiana w najgorszym (teoretycznie) przypadku, gdy poszczególne zmiany są tego samego znaku.	0,375

Liczby zebrane w tej tabelicy odnoszą się do warunków najgorszych w generatorach krótkofalowych o złych warunkach chłodzenia. W większości przypadków praktycznych wyniki są znacznie lepsze.

### 9. Stabilizacja naturalna częstotliwości.

Wahania częstotliwości generatora ograniczyć można w znacznej mierze przez właściwy dobór wielkości elektrycznych i odpowiednie rozmieszczenie obwodów, oraz przez użycie materiałów konstrukcyjnych mało zależnych od wpływu temperatury.

Dobór materiałów jest szczególnie ważny dla obwodu rezonansowego w stopniu samowzbudnym. Zwojnice i kondensatory należy wykonywać z materiałów o możliwie małym współczynniku wydłużalności cieplnej, aby przez to uniknąć zależności wymiarów tych części od temperatury, przewodnik zaś, użyty do nawinięcia zwojnic, powinien mieć mały współczynnik temperatury dla oporności i dla wydłużalności. Dobre wyniki pod tym względem dają stopy oporowe.

Materiały izolacyjne w obwodzie powinny mieć jaknajmniejsze straty dielektryczne, (np. kalit), w przeciwnym bowiem razie pod wpływem nagrzania części z nich wykonane ulegają odkształceniom, obwód zaś zmienia oporność skuteczną.

W obwodach wzbudnic stosuje się często zwojnice t. zw. skompensowane, których konstrukcja polega na tem, że szkielet zwojnicy, wykonany z materiału o ujemnym współczynniku wydłużalności cieplnej,

kurczy się w kierunku osiowym, gdy średnica zwojów ulega zwiększeniu. Pod wpływem tych dwóch działań indukcyjność zwojnicy pozostaje niezmienną.

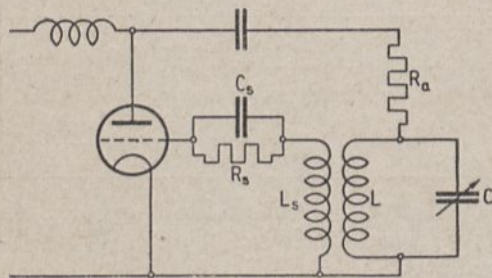
Stosuje się również t. zw. kondensatory kompensacyjne, wykonane z dwóch płytek o różnej wydłużalności cieplnej i skonstruowane w ten sposób, iż kompensują zmiany pojemności, wywołane w obwodzie przez zmianę temperatury.

Ze względu na zależność od obciążenia zewnętrznego, stosuje się samowzbudne generatory lampowe jedynie tam, gdzie przeważają względy na prostotę konstrukcji, a stałość częstotliwości ma znaczenie drugorzędne.

We wszystkich innych przypadkach używa się generatora samowzbudnego jedynie jako wzbudnicy, wzbudzając nim wzmacniacz większej mocy. Jako zasadę należy przyjąć, że bezpośrednio po wzbudnicy umieszcza się stopień wzmocnienia doskonale zneutralizowany albo (obecnie prawie wyłącznie) zawierający lampę ekranową lub pentodę, i pracujący, w miarę możliwości, bez prądu siatkowego. Stopień ten, zwany separatorem lub izolatorem, wzbudza dopiero właściwy wzmacniacz mocy lub stopień powielający częstotliwość.

Abym jaknajbardziej uniezależnić częstotliwość generatora samowzbudnego od wpływu pozostałych czynników, należy przestrzegać następujących zasad:

1) Stosować małe  $R_z$  obwodu rezonansowego przy dużym  $\rho$  lampy. Zapobiega się w ten sposób przewzbudzeniu generatora, a temsamem uniemożliwia się powstanie



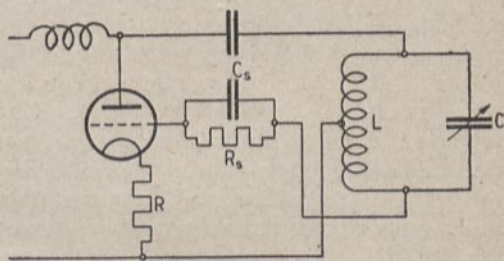
Rys. 175.

nie zbyt wielkiego prądu siatkowego. W tym celu obwód rezonansowy powinien posiadać duże  $C$  przy małym  $L$ , lecz równocześnie i mały opór skuteczny, aby nie pogorszyć ostrości rezonansu. Ponadto dzięki dużej pojemności obwodu układ staje się mniej wrażliwy na zmiany pojemności własnych.

2) Sprzęgać zwrotnie jaknajslabiej, co również ma na celu zmniejszenie zarówno prądu siatkowego jak i zniekształceń przebiegu prądu anodowego.

3) Ograniczyć natężenie prądu siatkowego, a równocześnie i amplitudę drgań przez włączenie w obwód siatkowy znacznego oporu upływowego, zabocznikowanego kondensatorem (dynamiczne ujemne napięcie siatki).

4) Poza to na ustalenie się drgań korzystnie wpływa włączenie w obwód anodowy, szeregowo z obwodem drgań, oporności bezindukcyjnej



Rys. 176.

rzędu  $10^4 \div 10^5 \Omega$ . Włączenie tej oporności zwiększa niejako  $\rho$  lampy-  
a ponadto, opór włączony szeregowo z tą wielkością zmienną, daje opor-  
ność wypadkową o znacznie mniejszej procentowo zmienności (rys. 175),  
Wielkość oporu ustalającego można obliczyć ze wzoru <sup>1)</sup>:

$$R_a = R_s \frac{K - A}{A} - \rho, \quad (335)$$

w którym  $A$  jest stosunkiem zwojów cewki anodowej do zwojów cewki  
siatkowej.

Korzystne jest również w tym układzie załączanie równoległe do  
zwojownicy siatkowej oporu rzędu  $100000 \Omega$ .

5) Podobne działanie stabilizujące wywiera również opór omowy,  
włączony w drogę powrotną obwodu siatkowego między ujemne odpro-  
wadzenie obwodu anodowego i katodę (rys. 176).

6) Wreszcie pożądane jest stosowanie lamp o małym wzmocnie-  
niu prądowym  $S$ , jako mniej wrażliwych na zmiany napięcia  $U_s$ .

Zachowanie podanych tu warunków i odpowiedni ich dobór zapew-  
nia stałość częstotliwości rzędu  $10^{-4}$ , a nawet większą (dla fal dłu-  
gich—do  $10^{-6}$ ) przy zmianach napięcia anodowego i żarzenia w bardzo  
szerokich granicach. Rzecz oczywista, wpływa to ujemnie na sprawność  
generatora, która jednak w tym przypadku ma znaczenie podrzędne.

Znacznie większą stałość osiąga się przez umieszczenie wzbudnicy  
w termostacie (wahania częstotliwości rzędu  $10^{-8}$  na  $1^\circ \text{C}$ ), co jednakże  
można stosować tylko na stacjach stałych.

Praktyczne wyniki, osiągalne normalnie w generatorach samowzbud-  
nych (bez stabilizacji zewnętrznej) podaje następująca tablica, opraco-  
wana na podstawie danych doświadczalnych <sup>2)</sup>:

Przyczyna zmiany częstotliwości		Ustalenie się temperatury		Zmiany napięcia		Zmiany napięcia	
		zmiana bez- względna	średnia zmiana względna	żarzenia o 10%	anodowego o 10%		
kc/s	m	kc/s	%	zmiana bez- względna kc/s	średnia zmiana względna %	zmiana bez- względna kc/s	średnia zmiana względna %
$50 \cdot 10^3 \div 60 \cdot 10^3$	$6 \div 5$	$120 \div 150$	0,25	$60 \div 80$	0,15	$15 \div 20$	0,03
$5 \cdot 10^3 \div 6 \cdot 10^3$	$60 \div 50$	$4 \div 8$	0,1	$3 \div 5$	0,07	$1 \div 2$	0,03
$500 \div 600$	$600 \div 500$	$1 \div 1,5$	0,25	$0,8 \div 1$	0,2	$0,1 \div 0,3$	0,04
$50 \div 60$	$6000 \div 5000$	$0,05 \div 0,075$	1,0	$0,08 \div 0,1$	2,0	$0,04 \div 0,06$	1,0

<sup>1)</sup> E. F. Terman, Electronics, lipiec 1933 r. (ref. Prz. Radj. XII, str. 24  $\div$  29, 1934 r.).

<sup>2)</sup> E. S. Anceliowicz, Izmienieńje wieliczyny odnositielnoj stabilnosti gienierator-  
nych schem w szirokom diapazonie czastot. Izwiestja elektropromyslennosti słabawo toka  
IV. zeszyt 11, r. 1935, str. 11  $\div$  14.

Dane te są zebrane dla generatorów o otwartej budowie i złych warunkach chłodzenia.

## 10. Stabilizatory mechaniczne<sup>1)</sup>. Zjawisko piezoelektryczne.

Gdy stałość, zapewniona przez specjalnie skonstruowane układy samowzbudne, jest niewystarczająca, należy uciec się do t. zw. *stabilizatorów mechanicznych*. Dzielą się one na trzy zasadnicze grupy:

- stabilizatory piezoelektryczne,
- stabilizatory magnetostrykcyjne,
- stabilizatory kamertonowe.

Wspólną cechą stabilizatorów mechanicznych jest zamiana drgań mechanicznych systemu na drgania elektryczne (zmiany pola elektrycznego lub magnetycznego).

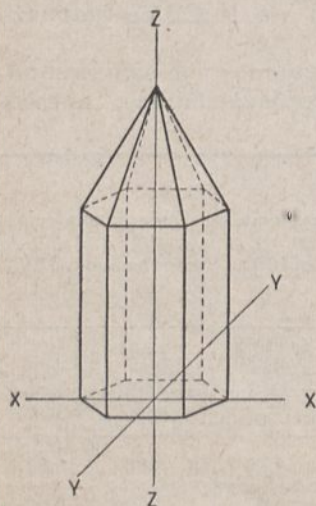
### a) Stabilizatory piezoelektryczne.

Opierają się one na zjawisku t. zw. piezoelektrycznym<sup>2)</sup> (Haüy 1817, bracia Curie 1880), polegającym na tem, że odkształceniom mechanicznym niektórych kryształów towarzyszy występowanie ładunków elektrycznych i naodwrot, działanie pól elektrycznych na te kryształy wywołuje u nich odkształcenie mechaniczne. Kryształ taki, mając, jako układ mechaniczny, pewną częstotliwość drgań własnych, może być pobudzony do silnych drgań rezonansowych, o ile znajdzie się w zmiennym polu elektrycznym o częstotliwości równej częstotliwości jego drgań własnych [Langevin 1917<sup>3)</sup>, W. G. Cady 1922].

Szereg kryształów wykazuje własności piezoelektryczne, lecz praktyczne zastosowanie w radjotechnice znalazły dotychczas tylko *kwarzec* czyli *kwarc* ( $\text{SiO}_2$ ) i *turmalin*.

Kwarzec krystalizuje w postaci jedno- i trój-osiowej (rys. 177). Oś podłużna ( $Z - Z$ ) kryształów nosi nazwę *osi optycznej*, gdyż promień świetlny, padający na płytkę wyciętą prostopadle do tej osi, ulega skręceniu płaszczyzny polaryzacji.

W płaszczyźnie prostopadłej do osi optycznej (rys. 178) kryształ ma 2 układy po 3 osie, a mianowicie 3 osie  $X$ , przechodzące przez krawędzie kryształu, t. zw. *osie elektryczne*, oraz 3 osie  $Y$ , prostopadłe do



Rys. 177.

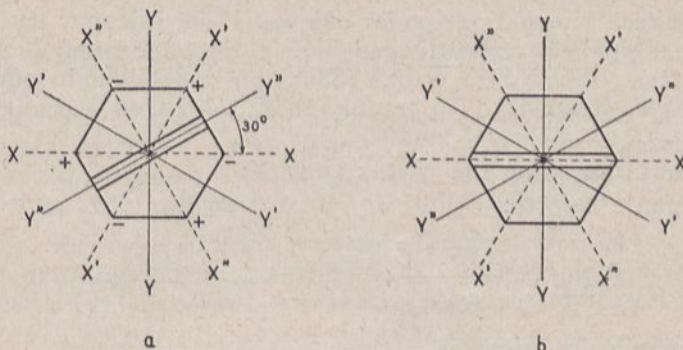
<sup>1)</sup> Patrz m. i. D. M. Sokolcow, Mechaniczne stabilizatory częstotliwości generatorów lampowych, Prz. Radj. r. 1931, str. 8 i następne.

<sup>2)</sup> Od  $\pi : \epsilon' \xi \omega$  — naciskam, gniotę.

<sup>3)</sup> Patrz Prz. Radj., r. 1931, str. 73.



ścian kryształu, t. zw. *osie mechaniczne*. Każda oś elektryczna związana jest z prostopadłą do niej osią mechaniczną w ten sposób, że nacisk



Rys. 178.

czy rozciąganie w kierunku jednej z osi mechanicznych, wytwarza ładunki elektryczne w płaszczyznach prostopadłych do sprzężonej z nią osi elektrycznej, a przyłożenie sił elektrycznych w kierunku osi elektrycznej wywołuje siły ściskające lub rozciągające w kierunku sprzężonej z nią osi mechanicznej.

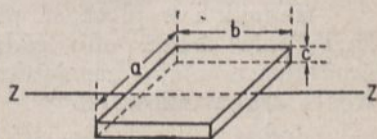
Płytki kwarcowe, stosowane do wykorzystania zjawiska piezoelektrycznego, wycina się w kierunku równoległym do osi optycznej i to przeważnie w jednej z dwu postaci:

a) prostopadle do jednej z osi elektrycznych (rys. 178 a), czyli t. zw. *cięcie X* (lub Curie),

b) prostopadle do jednej z osi mechanicznych (rys. 178 b), czyli t. zw. *cięcie Y* (lub 30-stopniowe).

W obu tych wykonaniach płytka jest zdolna do drgań piezoelektrycznych, jeżeli jest pobudzana przez pole elektryczne w kierunku osi elektrycznej. Siły mechaniczne spowodowane przez to pole elektryczne, działając w kierunku osi mechanicznej, wytwarzają dwa rodzaje drgań: jedne podłużne w kierunku działającej siły mechanicznej, a te same wzdłuż osi mechanicznej, drugie poprzeczne, prostopadłe do kierunku działającej siły mechanicznej, a więc skierowane równoległe do osi elektrycznej płytki.

Bez względu na swój charakter fizyczny, drgania wykonywane w kierunku grubości  $c$  (patrz rys. 179) będą w dalszym ciągu określane jako *drgania osiowe*, zaś drgania wzdłuż wymiaru większego  $a$  — jako *drgania średnicowe*.



Rys. 179.

Ogólny wzór, przy pomocy którego można obliczyć częstotliwość drgań płytki według dowolnej osi, wyraża się w postaci:

$$f = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{E}{\sigma}}, \quad (336)$$

gdzie  $E$  jest modułem sprężystości,  $\sigma$  gęstością kryształu, a  $l$  długością płytki w kierunku drgań.

W płytkach typu X drgania osiowe i średnicowe są niezależne jedno od drugich, a częstotliwość ich z dostatecznym przybliżeniem ( $\pm 1\%$ ) można obliczyć ze wzoru (336), po podstawieniu odpowiednich wartości  $E$  i  $\sigma$ , (zaznaczyć tu trzeba, że  $E$  zależy od kierunku dokonanego cięcia).

Otrzymuje się więc dla płytek typu X:

a) drganie osiowe:

$$f_{1(\text{kc/s})} = \frac{2,86 \cdot 10^3}{c_{(\text{mm})}}, \quad \text{lub} \quad \lambda_{(\text{m})} = 105 c_{(\text{mm})}, \quad (337)$$

b) drgania średnicowe:

$$f_{2(\text{kc/s})} = \frac{2,86 \cdot 10^3}{a_{(\text{mm})}}, \quad (337 \text{ a})$$

(wzór ten daje dostateczną dokładność jedynie w przypadku płytek kształtu kołowego, o średnicy równej  $a$ ).

Dla płytek typu Y częstotliwość drgań osiowych określa się wzorem:

$$f_{1(\text{kc/s})} = \frac{1,96 \cdot 10^3}{c_{(\text{mm})}}, \quad (337 \text{ b})$$

skąd długość fali:

$$\lambda_{(\text{m})} = 153 c_{(\text{mm})}. \quad (337 \text{ c})$$

Drgania te w płytkach Y występują jednak przeważnie w postaci dwu drgań sprzężonych o nieznacznej różnicy częstotliwości, a powstanie ich zależy od grubości płytki (przy pewnych grubościach mogą się wcale nie wzbudzić) i od temperatury. Ponadto są one sprzężone z drganiami średnicowymi i to tem silniej, im bardziej są do siebie zbliżone wymiary  $a$  i  $c$ .

Jednak i w płytkach płaskich (o małym wymiarze  $c$ ) może nastąpić sprzężenie drgań obu rodzajów, a mianowicie wówczas, gdy drgania średnicowe mają harmoniczną o częstotliwości zbliżonej do częstotliwości drgań osiowych.

Jedną z częstotliwości drgań osiowych  $f_1$  można jednakże w pewnych przypadkach usunąć, zeszlifowując skośnie boczne ścianki kryształu.

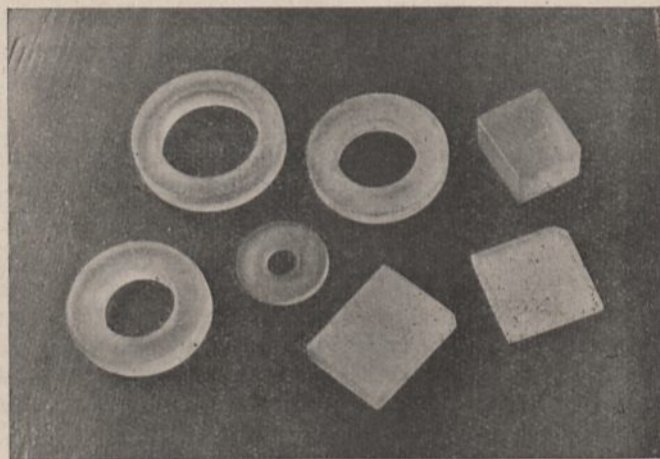
Wobec tego, że częstotliwość drgań płytki jest funkcją jej wymiarów, zależy ona również i od jej rozszerzalności cieplnej. Dla obu rodzajów drgań płytek typu X *termiczny współczynnik częstotliwości* jest *ujemny* i wynosi około  $-2 \cdot 10^{-5}$  okr/sek na  $1^\circ \text{C}$ . Natomiast drgania osiowe płytek typu Y, których grubość jest mała wobec długości i szerokości, mają dodatni współczynnik termiczny  $(3,5 \div 4) \cdot 10^{-5}$  okr/sek na  $1^\circ \text{C}$ ,

dla drgań średnicowych zaś, współczynnik ten jest również ujemny, jak i u płytek typu X.

Główne zastosowanie praktyczne w technice stabilizacji drgań mają drgania osiowe. Dzięki zaś temu, że występują one w najbardziej czystej postaci w płytkach typu X, ta postać płytek jest najbardziej rozpowszechniona.

Badania wykazały, że cięcie płytek pod odpowiednim kątem do osi optycznej<sup>1)</sup> (zjawisko to stwierdzono szczególnie na płytkach typu Y) zapewnia im współczynnik termiczny równy zeru, co jest równoznaczne z niezależnością częstotliwości drgań od temperatury.

Również do ograniczenia wpływu temperatury na częstotliwość drgań prowadzi stosowanie płytek typu X w postaci płaskiego pierścienia (rys. 180). Płytki kołowe są zresztą i z tego względu korzystne,



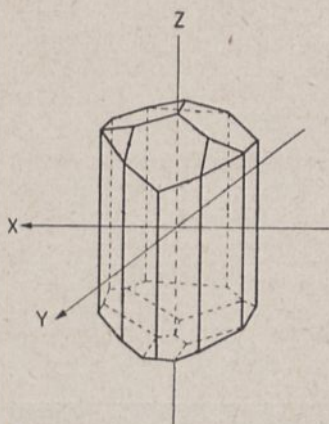
Rys. 180.

że drgają bardziej równomiernie, niż płytki prostokątne. Z tego względu nadaje się płytkom również kształt rombu o zaokrąglonych rogach, który odpowiada linii drgań węzłowych płytki. Krzywą tę otrzymuje się, kreśląc od środka (osi Z) promienie proporcjonalne do pierwiastków z modułów sprężystości w danych kierunkach.

*Turmalin*, w odróżnieniu od kwarcu, choć należy do tego samego układu krystalograficznego, ma jedną tylko oś elektryczną, pokrywającą się z osią optyczną kryształu (rys. 181). Stąd więc płytki dla oscylato-

<sup>1)</sup> Patrz R. Bechmann, Über die Temperaturkoeffizienten der Eigenschwingungen piezo-elektrischer Quarzplatten und Stäbe. Jahrb. 44, r. 1934, str. 145 - 160. Pierwszy stwierdził to zjawisko I. Koga (Suppl. Issue J. I. E. E. Japan, April 1933).

rów piezoelektrycznych mogą być cięte jedynie w kierunku prostopadłym do osi optycznej.



Rys. 181.

Turmalin, przy tych samych wymiarach, daje częstotliwość drgań większą o około 35%, niż kwarc cięty prostopadle do osi X, a więc:

$$f_{1(\text{kc/s})} \cong \frac{3,6 \cdot 10^3}{c_{(\text{mm})}}, \quad \text{czyli} \quad \lambda_{(\text{m})} \cong 83 c_{(\text{mm})}. \quad (338)$$

Współczynnik temperatury jest ujemny i wynosi około  $4 \cdot 10^{-5}$  na  $1^\circ \text{C}$ , jednakże zależność częstotliwości od temperatury jest bardziej równomierna niż przy kwarcu (nie ma nagłych skoków częstotliwości przy zmianie temperatury).

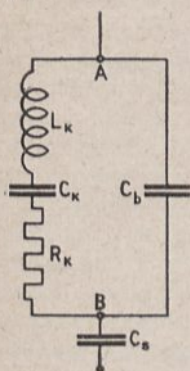
## 11. Układ zastępczy oscylatora piezoelektrycznego. Schematy elektryczne.

Drgający kryształ piezoelektryczny można przedstawić jako elektryczny obwód rezonansowy, sprzężony z danym układem elektrycznym. Jak wykazuje teoria<sup>1)</sup>, ten obwód równoważny występuje w postaci indukcyjności  $L_K$ , pojemności  $C_K$  i oporności  $R_K$  połączonych szeregowo (rys. 182). Wraz z oprawką (okładkami) kryształ tworzy jeszcze dodatkowe pojemności, z których  $C_b$  wyraża pojemność między okładkami i kryształem jako dielektrykiem, a  $C_s$  — szeregową pojemność szczeliny powietrznej między okładkami i kryształem.

Indukcyjność  $L_K$  jest rzędu dziesiątek do setek henrów, pojemność  $C_K$  rzędu setnych mikromikrofarada, oporność  $R_K$  rzędu tysięcy

<sup>1)</sup> Patrz m. i. Asiejew, Lampowyje gienieratory, str. 315 ÷ 324.

omów. Wielkości te, dla pospolicie spotykanych płytek prostokątnych typu X można dla drgań osiowych obliczyć ze wzorów:



Rys. 182.

$$L_K = 130 \frac{c^3}{ab} \text{ henrów,} \quad (\text{a})$$

$$C_K = 0,0022 \frac{ab}{c} \mu\mu F, \quad (\text{b})$$

$$C_b = 0,4 \frac{ab}{c} \mu\mu F, \quad (\text{c})$$

$$R = 130000 \frac{c}{ab} \text{ omów}$$

przyczem wartości  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , (wymiary w cm) są podane na rys. 179.

I tak dla płytki kwarcowej kołowej o grubości  $c = 0,2$  cm i średnicy  $a = b = 2$  cm będą wynosiły odpowiednie wielkości:

$$L_K = 130 \frac{c^3}{a^2} = 130 \frac{8 \cdot 10^{-3}}{4} = 0,26 H,$$

$$C_K = 0,0022 \frac{a^2}{c} = 0,0022 \frac{4}{0,2} \mu\mu F = 0,044 \cdot 10^{-12} F,$$

$$C_b = 0,4 \frac{a^2}{c} = 0,4 \frac{4}{0,4} = 0,4 \cdot 20 \mu\mu F = 8 \cdot 10^{-12} F,$$

$$R = 130000 \frac{c}{a^2} = 130000 \frac{0,2}{4} = 6500 \Omega.$$

Pojemność wypadkowa obwodu wynosi wobec tego ( $C_K \ll C_b$ ):

$$C = \frac{C_K C_b}{C_K + C_b} \cong C_K = 0,044 \cdot 10^{-12} F,$$

a zatem współczynnik przebiegu:

$$\sigma = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{6500} \sqrt{\frac{0,26}{0,044 \cdot 10^{-12}}} \cong 370.$$

Częstotliwość drgań, obliczona z indukcyjności i pojemności obwodu zastępczego wynosi:

$$f = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{0,26 \cdot 0,044 \cdot 10^{-12}}} \cong 1,49 \cdot 10^6 \text{ okr/sek,}$$

podczas gdy wzór (337) daje:

$$f = \frac{2,86}{c_{(\text{mm})}} 10^6 = \frac{2,86}{2} \cdot 10^6 = 1,43 \cdot 10^6 \text{ okr/sek.}$$

Wartości te są bardzo zbliżone do siebie.

Dzięki tak korzystnym stałym kryształ piezoelektryczny zachowuje się jak obwód elektryczny o bardzo małym tłumieniu; normalnie stosowane dla stabilizacji płytki kwarcowe posiadają dekrement w granicach od  $5 \cdot 10^{-5}$  do  $10^{-3}$ , przy czym większe tłumienie odpowiada większym częstotliwościom. Odpowiada to współczynnikowi przepięcia od około

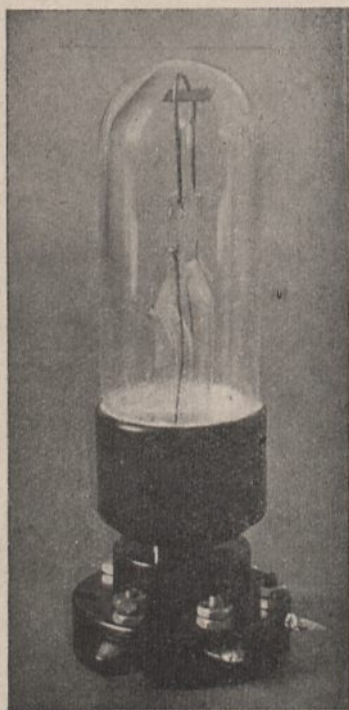
6000 do 300. Są to wartości, nieosiągalne w obwodach elektrycznych, szczególnie w konstrukcjach o małych wymiarach. Co do pojemności dodatkowych, to  $C_b$  jest rzędu kilkunastu  $\mu\mu F$ , a  $C_s$  rzędu kilku  $\mu\mu F$ .

Stosowanie w pewnych układach kryształów piezoelektrycznych zamiast obwodów rezonansowych, daje, prócz znacznie większej ostrości krzywej rezonansu, jeszcze i znacznie większą stałość częstotliwości drgań własnych. Częstotliwość ta ulega jedynie wpływowi temperatury które przez odpowiednie oszlifowanie kryształu, mogą być zredukowane prawie do zera.

Kryształy piezoelektryczne mogą być stosowane w dwu zasadniczych układach:

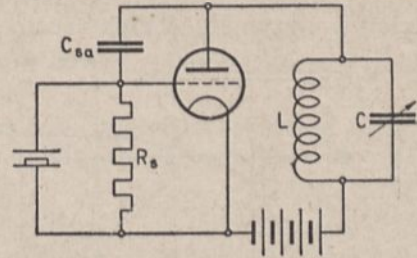
- a) jako rezonatory,
- b) jako oscylatory.

Zadaniem rezonatora piezoelektrycznego jest wskazanie, że dana częstotliwość prądu jest w rezonansie z częstotliwością drgań własnych kryształu. Rezonans ten można stwierdzić albo metodą absorbcyjną, sprzęgając rezonator z badanym obwodem, albo też zapomocą t. zw. kryształów świetlających. Są to kryształy umieszczone w bańce szklanej pod ciśnieniem rzędu  $10 \div 15 \text{ mm Hg}$  (rys. 183) i pod wpływem drgań rezonansowych pobudzają one do fluorescencji cząstki gazu, zawarte w bańce.



Rys. 183.

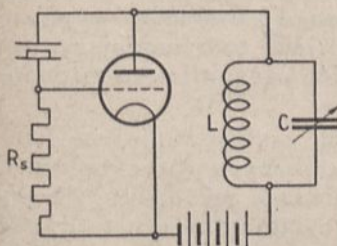
Oscylatory piezoelektryczne natomiast zastępują obwód rezonansowy w układzie samowzbudnym i raz pobudzone do drgań, wymuszają w tym układzie częstotliwość prądu równą częstotliwości ich drgań mechanicznych. Jako typowy układ tego rodzaju można uważać układ Pierce'a (rys. 184), sprowadzający się ostatecznie do układu Kühn - Hutha (rys. 161) z tą różnicą, że zamiast obwodu rezonansowego, w obwodzie siatki znajduje się oscylator piezoelektryczny. Rzecz oczywista, że i w układzie Pierce'a dla spełnienia warunku samowzbudzenia obwód anodowy również musi stanowić obciążenie indukcyjne. Dlatego niekorzystne jest zastępowanie w tych układach oporu  $R_s$  dławikiem.



Rys. 184.

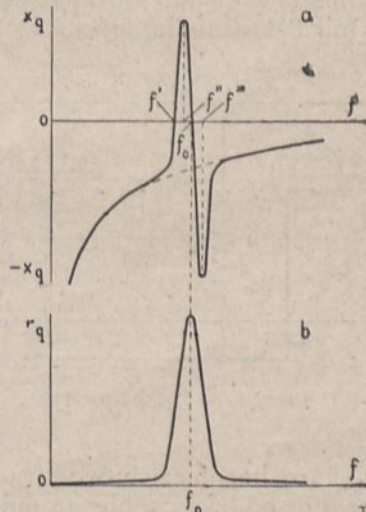
W niektórych przypadkach nawet obwód rezonansowy można zastąpić dławikiem.

Często stosuje się też układ, w którym kryształ jest załączony równolegle do pojemności  $C_{sa}$  (rys. 185). Zresztą oscylator piezoelektryczny może być użyty w każdym układzie samowzbudnym.



Rys. 185.

Zależność oporu urojonego  $x_q$  oraz rzeczywistego  $r_q$  od nastrojenia obwodu podają krzywe rys. 186. Charakterystyczną cechą krzywej  $x_q = \varphi(f)$  jest nagła zmiana znaku oporu



Rys. 186.

urojonego w pobliżu częstotliwości rezonansowej.

Wszystkie opisane układy generatorów piezoelektrycznych mają tę wspólną wadę, że na częstotliwość drgań oscylatora mają pewien wpływ pojemności układu, załączane równolegle do oscylatora. W szczególności w układzie Pierce'a zaznacza się wpływ równolegle załączonej oporności wejściowej  $Z_s$  lampy, wskutek czego uwidacznia się wpływ rozstrojenia obwodu anodowego na częstotliwość drgań, (krzywa na rys. 187).

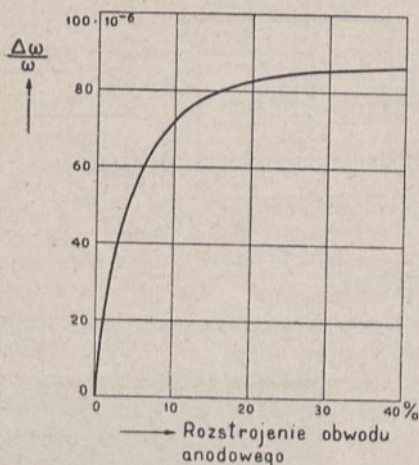
Dla usunięcia tego oddziaływania opracowano szereg układów, z których charakterystyczny jest układ Heegnara, rys. 188, przypominający multiwibrator.

Dla częstotliwości bardzo wielkich (fale poniżej 10 m) stosuje się

pewną odmianę układu Pierce'a (rys. 189), sprowadzający się do układu samowzbudnego podanego na rys. 132 a, w rozdziale V.

## 12. Dane techniczne oscylatorów piezoelektrycznych.

O obciążalności kryształów piezoelektrycznych nie decyduje sama tylko wytrzymałość elektryczna,



Rys. 187.

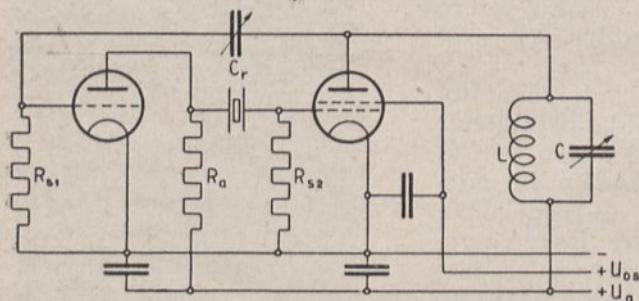
(według R. Rechmanna, T. Z. 63).

która dla tych materiałów jest dość wysoka (rzędu 100 V/mm). Duży wpływ ma tu obciążenie mechaniczne i związane z tem nagrzanie kryształu. Zarówno perjodyczne odkształcenia płytki drgającej jak i wzrost jej temperatury, o ile przekroczą pewną granicę, powodują zniszczenie płytki, które następuje tem łatwiej, im mniejsze są jej wymiary, a zwłaszcza jej objętość.

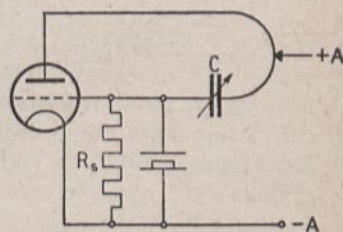
Wobec tego, że, zgodnie z poprzednimi rozważaniami, grubość płytki drgającej jest odwrotnie proporcjonalna do częstotliwości jej drgań własnych, obciążalność oscylatorów piezoelektrycznych jest tem mniejsza, im większa jest ich częstotliwość rezonansowa.

Trudności zastosowania oscylatorów piezoelektrycznych rosna ze wzrostem częstotliwości tak dalece, iż dla stabilizowania fal krótkich stosuje się raczej oscylatory na częstotliwość 2 lub 3-krotnie mniejszą, którą następnie powiela się, co nietylko zapewnia

Trudności zastosowania oscylatorów piezoelektrycznych rosna ze wzrostem częstotliwości tak dalece, iż dla



Rys. 188.



Rys. 189.

większe bezpieczeństwo pracy oscylatora, ale ponadto zmniejsza bezpośrednio oddziaływanie stopni większej mocy na stopnie mniejszej mocy, a temsamem upraszcza zagadnienie neutralizacji i osłaniania.

W zasadzie jednak, przy zastosowaniu płytek turmalinowych, możliwe jest bezpośrednie stabilizowanie częstotliwości do  $1,5 \cdot 10^8$  okr/sek



( $\lambda = 2$  m), a przy użyciu płytek kwarcowych — do  $2 \cdot 10^7$  okr/sek ( $\lambda = 15$  m). Jak widać, płytki turmalinowe mogą pracować przy znacznie większych częstotliwościach, a więc przy znacznie mniejszych grubościach, niż kwarc. Nie wynika to z większej wytrzymałości elektrycznej turmalinu, lecz z prostszego kształtu drgań tego kryształu. Płytką kwarcową bowiem, drgając, wytwarza na powierzchni złożone linje węzłowe potencjału elektrycznego, które są źródłem prądów wyrównawczych na powierzchni elektrod. Wywołuje to znaczne straty ciepłe, powodujące uszkodzenie płytki kwarcowej.

Następujące tablice podają zestawienie oscylatorów (według firmy C. Zeiss, Jena) dla płytek turmalinowych, i dla płytek kwarcowych.

T A B L I C A A.

*Zestawienie obciążalności płytek turmalinowych.*

L a m p a		Średnica płytki w mm dla fal:			U w a g i
Obciążalność anody $P_a$ (W)	Napięcie anodowe $U_a$ (V)	2 ÷ 4 m	4 ÷ 7 m	7 ÷ 15 m	
2	200	8	10	12	Dla fal o długości powyżej 4 m dane te odnoszą się do układu Pierce'a (rys. 184), dla fal zaś o długości poniżej 4 m — do układu podanego na rys. 189.
3	200	8	10	12	
4	200	12	12	12	
5*)	250	—	12	15	
10*)	250	—	—	15	
15*)	300	—	—	15	
10*)	400	12	15	20	

T A B L I C A B.

*Obciążalność płytek kwarcowych.*

Długość fali (m)	Dane lampy w układzie Pierce'a	
	Obciążalność anody $P_a$ (W)	Napięcie anodowe $U_a$ (V)
15 ÷ 400	15	300
300 ÷ 1000	75	800

\*) Przy tej mocy należy stroić przy napięciu anodowym zniżonym do połowy, a dopiero po osiągnięciu mocy maksymalnej w obwodzie rezonansowym można doprowadzić napięcie do pełnej wartości.

T A B L I C A C.

Obciążalność płytek kwarcowych (kształtu rombowego) na fale długie ( $\lambda = 1000$  m).

Wymiar w mm (w przybliżeniu)	Najdłuższa przekątna w mm	Obciążalność anody lampy $P_a$ (W)	Dopuszczalne obciążenie płytki		
			w powietrzu (W)	w oleju parafinowym przy 20° C	
				trwale (W)	przejęciowo (W)
36 × 44	50	25	1,0	150	300
54 × 66	75	60	1,5	500	1000
72 × 88	100	100	—	1000	2000
90 × 110	125	200	—	2000	3000

Dane co do dokładności wzorcowania płytek turmalinowych podają (według tejsamej firmy) tablice D i E, przy czym tablica D podaje *dokładność względną*, a więc zgodność kilku płytek wykonanych na tę samą

T A B L I C A D.

*Dokładność względna płytek turmalinowych.*

Długość fali (m)	2	3	6	10	15
Dokładność (%)	± 0,4	± 0,3	± 0,14	± 0,08	± 0,06

częstotliwość nominalną, zaś tablica E podaje *maksymalną dokładność bezwzględną* (w stosunku do częstotliwości wzorcowej) osiągalną praktycznie w danym zakresie częstotliwości.

T A B L I C A E.

*Maksymalna dokładność bezwzględna płytek turmalinowych.*

Długość fali (m)	2 ÷ 6	6 ÷ 10	10 ÷ 15
Maksym. dokładność (%)	± 1,3	± 0,5	± 0,35

Stabilizatory kwarcowe, szczególnie dla fal powyżej 100 m, wykonuje się z bardzo wielką dokładnością. Tak np. dla wzbudzania stacji radjofonicznych nadających ten sam program na wspólnej fali, różnice częstotliwości utrzymuje się nawet poniżej 1 okresu na sekundę, co przy tych częstotliwościach  $10^6 \div 1,5 \cdot 10^6$  okr./sek, daje dokładność większą od  $\pm 10^{-4}$  %. Dla utrzymania takiej dokładności niezbędne jest umieszczenie kwarcu w termostacie z samoczynnie regulowaną temperaturą, przy czym dokładność regulacji temperatury przekracza  $\pm 0,1^\circ$  C.

Prócz temperatury, na częstotliwość drgań oscylatora piezoelektrycznego wpływają jeszcze inne czynniki zewnętrzne jak: zmiany sprężenia zwrotnego, zmiany oddziaływania oporu wejściowego lampy, zmiany dodatkowych pojemności w obwodzie siatki, wahania napięcia anodowego, a przede wszystkim wykonanie oprawki. Maksymalne odchylenie od częstotliwości własnej płytki, wywołane przez czynniki zewnętrzne, zawiera (wg. R. Bechmanna), tablica F.

### T A B L I C A F.

Odchylenie od częstotliwości własnej oscylatora kwarcowego pod wpływem czynników zewnętrznych (wg R. Bechmanna, T. Z. 63).

Przyczyna	Maksymalne odchylenie
1. Układ elektryczny:	
a) zmiany sprężenia zwrotnego	$0,5 \cdot 10^{-3}$
b) zmiany oddziaływania zwrotnego oporu wejściowego	$2 \cdot 10^{-6}$
c) zmiany dodatkowych pojemności występujących szeregowo lub równoległe z kwarcem	$0,5 \cdot 10^{-3}$
d) wahania napięcia anodowego	$2 \cdot 10^{-6}$
2. Wpływ odstepu elektrod uchwytny	$1 \cdot 10^{-8}$
3. Wpływ temperatury	$2 \cdot 10^{-3}$

### 13. Stabilizatory magnetostrykcyjne i kamertonowe.

Odpowiednikiem zjawiska piezoelektrycznego jest zjawisko *magnetostrykcyjne*<sup>1)</sup> (Pierce 1929) polegające na tem, że pręt z materiału ferromagnetycznego, umieszczony w polu magnetycznym ulega wydłużeniu lub skróceniu, zależnie od tego, czy pole maleje, czy też wzrasta. Wydłużenie to lub skrócenie jest rzędu  $10^{-4}\%$  na 1 gaus<sup>2)</sup>.

Jeżeli więc pręt taki umieścić w polu magnetycznym zmiennym, ulega on kolejnym wydłużeniom i skróceniom, czyli wykonywa drgania podłużne. Jednakże częstotliwość drgań pręta będzie równa podwójnej częstotliwości prądu magnesującego, gdyż każdemu półokresowi strumienia magnetycznego będzie odpowiadało skurczenie się pręta. Aby częstotliwość drgań pręta stała się równa częstotliwości prądu, należy, podobnie jak w słuchawce<sup>3)</sup> umieścić pręt w stałym polu magnetycznym, tak iż jeden półokres strumienia zmiennego wywołuje wzmocnienie, drugi zaś osłabienie strumienia wypadkowego.

<sup>1)</sup> Od łacińskiego *stringere* — ścisnąć.

<sup>2)</sup> G. W. Pierce. *Magnetostriction Oscillators*. P. I. R. E. 1929, str. 42 ÷ 88.

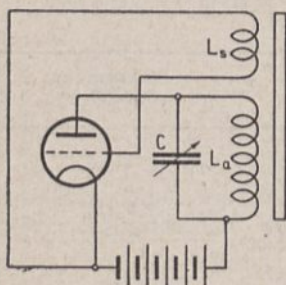
<sup>3)</sup> Patrz tom I, str. 141 i następne.

Drgania w ten sposób wytworzone osiągają maksimum, gdy ich częstotliwość jest równa częstotliwości drgań własnych pręta (rezonans mechaniczny) która wynosi:

$$f_r = \frac{v}{l}, \quad (339)$$

gdzie  $v$  jest szybkością głosu w przecie, a  $l$  długością pręta.

Oscylatory magnetostrykcyjne stosuje się w układzie podanym na



Rys. 190.

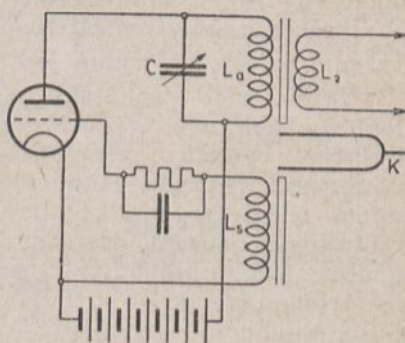
rys. 190, który jest w zasadzie układem generatora samowzbudnego z indukcyjnym sprzężeniem zwrotnym. Pręt magnetostrykcyjny stanowi tu rdzeń magnetyczny obu zwojnic, a pobudzony do drgań, wskutek zmian długości indukuje w obwodzie siatki siłę elektromotoryczną, podtrzymującą drgania w lampie. Gdy drgania wytworzone przez lampę są zsynchronizowane z drganiami pręta, pręt narzuca układowi swoją częstotliwość, podobnie jak kryształ kwarcowy.

Niezbędną polaryzację magnetyczną nadaje prętowi prąd anodowy, przepływający przez jedną ze zwojnic.

Drgania własne pręta magnetostrykcyjnego mają częstotliwość bardzo stałą, praktycznie zależną tylko od wydłużalności termicznej materiału, z którego pręt jest wykonany.

Stabilizatory magnetostrykcyjne są stosowane w zakresie częstotliwości od tysiąca do kilkuset tysięcy okresów na sekundę.

Szerokie zastosowanie praktyczne jako stabilizatory i jako wzorce częstotliwości znalazły *oscylatory kamertonowe*. Schemat takiego oscylatora podaje rys. 191. Wynika z niego, że jest to generator ze sprzężeniem zwrotnym indukcyjnym, którego obwód magnetyczny zawiera zmienną szczelinę powietrzną, wytwarzaną przez drgający kamerton. Skoro kamerton zostanie pobudzony do drgań swobodnych (np. przez potrącenie), zmienia on oporność magnetyczną zwojnic  $L_a$  i  $L_s$  z częstotliwością równą częstotliwości drgań kamertonu, przyczem w zwojnicy  $L_s$  indukuje się pewna siła elektromotoryczna  $\hat{V}_s$ . Ta siła elektromotoryczna wytwarza składową zmienną prądu anodowego, która podtrzymuje drgania kamertonu. W ten sposób drogą sprzężenia zwrotnego podtrzymuje się w układzie drgania elektryczne o częstotliwości wymuszonej przez drga-



Rys. 191.

nia własne kamertonu, podobnie jak w układzie magnetostrykcyjnym — przez pręt drgający. Aby otrzymać odpowiednią fazę sprzężenia zwrotnego i stworzyć korzystne warunki dla prądu w zwojnicy  $L_a$ , następuje się ją do rezonansu z drganiami kamertonu przy pomocy kondensatora  $C$ .

Prąd zmienny, wytwarzany przez generator kamertonowy, przenosi się na następną lampę przez uzwojenie wtórne  $L_2$ .

Aby otrzymać drgania o możliwie stałej częstotliwości, kamerton wykonuje się z materiału o możliwie małym współczynniku termicznym (np. z „elinvaru”), a ponadto umieszcza się go, podobnie jak oscylator kwarcowy, w termostacie z samoczynnie regulowaną temperaturą.

W ten sposób można osiągnąć stałość częstotliwości rzędu  $(1 \div 3) 10^{-4}$  okr./sek (termostat daje stałość temperatury  $0,05 \div 0,1$  °C).

Kamertony stabilizatorów mają częstotliwość własną rzędu 1000 okresów na sekundę. Aby więc przy ich pomocy stabilizować nadajnik radjotelegraficzny, konieczne jest wprawdzie powielenie częstotliwości. W tym celu przy pomocy generatora kamertonowego wzbudza się multiwibrator (patrz rys. 143), o częstotliwości podstawowej zsynchronizowanej z drganiami kamertonu, a następnie z multiwibratora wyławia się przy pomocy obwodu rezonansowego odpowiednio wysoką harmoniczną. Harmoniczna ta, po dostatecznym wzmocnieniu, służy do wzbudzenia końcowego stopnia mocy albo bezpośrednio, albo też za pośrednictwem podwajacza lub potrajacza częstotliwości.

Generatory kamertonowe stosuje się również do synchronizowania stacji radjofonicznych, nadających wspólny program na wspólnej fali. W tym celu drgania małej częstotliwości, wytwarzane przez centralny generator kamertonowy, przesyła się przewodami telefonicznymi do poszczególnych stacji, gdzie następuje powielenie częstotliwości zapomocą multiwibratorów.

Jednak i przy tym systemie występują pewne wahania częstotliwości między poszczególnymi stacjami, wywołane przesunięciami faz na przewodach zasilających <sup>1)</sup>.

#### 14. Streszczenie rozdziału VI.

Pojemności wewnętrzne lampy katodowej  $C_{sk}$ ,  $C_{sa}$ ,  $C_{ak}$  powodują dodatkowe obciążenie obwodu wejściowego lampy i prócz tego mogą, w pewnych warunkach, wywoływać powstanie drgań (Kühn-Huth). Dla większych częstotliwości pojemności te znacznie zmniejszają współczynnik wzmocnienia napięciowego układu.

Wpływ pojemności wewnętrznych lampy na samorzutne powstawanie drgań t. zw. pasorzytniczych zmniejsza się przez stosowanie odsprężenia indukcyjnego, specjalnych układów (neutralizacja), lub specjalnych lamp (ekranowych), albo też przez powielanie częstotliwości.

Zwiększenie ilości stacji nadawczych spowodowało zaostrenie wymagań co do stałości promieniowanej fali. Zmiany częstotliwości drgań

<sup>1)</sup> Patrz tom I, rozdział VI.

w nadajniku wywoływane są przez zmiany stałych elektrycznych układu oraz zmiany warunków pracy układu.

Wpływy te mogą być w znacznym stopniu zmniejszone przez zastosowanie odpowiednich układów oraz przez właściwą konstrukcję części składowych układu.

Dla zapewnienia generatorowi jeszcze większej stałości fali stosuje się specjalne układy samowzbudne o wielkiej stałości drgań, stabilizowane mechanicznie przez stabilizatory piezoelektryczne, magnetostrykcyjne lub kamertonowe.

## BIBLIOGRAFJA DO ROZDZIAŁÓW V i VI.

- A. O. Berkman, Osnovy lampowowo radioprijoma. Moskwa, Swiaztechizdat, r. 1934.  
H. Barkhausen, Elektronenröhren, III. Rückkopplung. Wyd. III/IV Lipsk, r. 1935  
N. N. Kryłow, Teorija i rasczot radioprijomnych ustrojstw. Wyd. II Leningrad, r. 1934.  
A. I. Berg, Osnowy radiotiechniczeskich rasczotow (Usilitieli). Wyd. II Moskwa—Leningrad, r. 1930.  
W. W. Wiedenskiij i A. Arenberg, Obzor robot po gienierirowaniju metrowych woln. Energoizdat, Leningrad—Moskwa, r. 1933.  
B. P. Asiejew, Lampowyje gienieratory i pieriedatcziki. Wyd. IV Leningrad — Moskwa, r. 1933.

## ROZDZIAŁ VII.

### MODULACJA GENERATORÓW LAMPOWYCH.

Metody obliczeń układów modulacyjnych, podane w tym rozdziale mają charakter wyłącznie orientacyjny. Oddają one z dokładnością, dostateczną dla celów praktycznych, warunki energetyczne, pozwalając dzięki temu dobrać lampy o odpowiedniej mocy i części konstrukcyjne obwodów.

Obliczenia te są natomiast niewystarczające dla zorientowania się w zniekształceniach amplitudy, wywołanych przez krzywoliniowość charakterystyk. Do określenia tych zniekształceń można dojść mozolną i przewlekłą drogą graficzną, kreśląc na podstawie poszczególnych punktów obwiednię modulacji, a następnie stosując do otrzymanej krzywej analizę Fouriera. Metoda ta jest wskazana jedynie w zastosowaniu do urządzeń dużej mocy, od których wymagana jest wysoka wierność reprodukcji. Jednakże i tak starannie obliczone urządzenia wymagają następnie zbadania laboratoryjnego i ostatecznego doboru warunków drogą doświadczalną.

Dlatego też najwłaściwszą drogą jest orientacyjne przeliczenie zasadniczych wielkości, a następnie laboratoryjne wyregulowane urządzenia. Bardzo pomocne jest przy tym sporządzenie charakterystyk dynamicznych danych typów lamp. Charakterystyki takie pozwalają prawie bez błędu przewidzieć najkorzystniejsze warunki pracy i dopuszczalną głębokość modulacji generatora.

#### 1. Modulacja amplitudy generatora lampowego.

Modulację amplitudy prądu szybkozmiennego, wzbudzanego w generatorze lampowym, można wywołać jednym z następujących zasadniczych sposobów:

- 1) przez oddziaływanie na obwód rezonansowy,
- 2) przez oddziaływanie bezpośrednio na generator.

*Modulacja amplitudy w obwodzie rezonansowym* polega na tem, że wywołuje się zmiany oporu skutecznego obwodu zapomocą organu o zmiennej oporności. Organ ten może być włączany wprost w obwód rezonansowy (modulacja przez zmianę oporu), lub też w obwód pomoc-

niczy, sprzężony z obwodem rezonansowym i zmieniający pozornie jego opór skuteczny, a temsamem pobierający z niego większą lub mniejszą moc zależnie od zmian organu modulującego (*modulacja przez pochłanianie czyli absorbcyjna*).

Do tych metod należy sposób najdawniejszy, obecnie niemający większego znaczenia praktycznego, polegający na oddziaływaniu na obwód np. antenowy nadajnika zapomocą mikrofonu (rys. 192 a i b).

W przypadku podanym na rys. 192 b, opór mikrofonu<sup>1)</sup>, przeniesiony na antenę wyraża się równaniem:

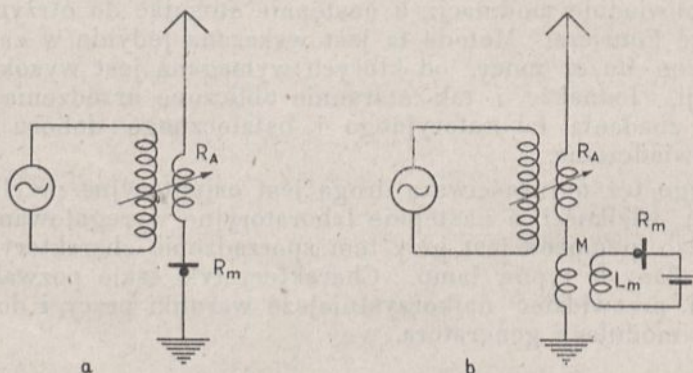
$$\hat{Z}'_A = \frac{\omega^2 M^2}{Z_m^2} (R_m - j \omega L_m), \quad (340)$$

w którym  $R_m$  i  $L_m$  oznaczają opór skuteczny oraz indukcyjność obwodu mikrofonowego, a  $Z_m = \sqrt{R_m^2 + \omega^2 L_m^2}$  — opór pozorny tego obwodu.

Z równania (340) wynika, że, o ile nie jest zachowana zależność

$$R_m \gg \omega L_m,$$

to oddziaływanie mikrofonu na obwód rezonansowy połączone jest z jego rozstrajaniem, a więc i z modulacją fazy.



Rys. 192.

Odmianą modulacji zapomocą mikrofonu jest modulacja zapomocą *dławika wielkiej częstotliwości* (Alexanderson, Pungs), rys. 193, zaopatrzonego w dodatkowe uzwojenie magnesujące, przez które przepływa prąd stały modulowany (zwykle prąd anodowy lampy wzmacniającej). Modulacja opiera się tu na zależności oporu skutecznego (strat w żelazie), jak też częściowo i indukcyjności dławika od amperozwojów prądu sta-

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 73 i następne.

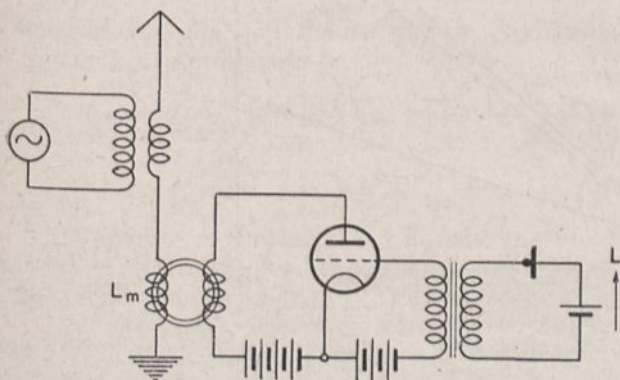


łego, przepływającego przez uzwojenie magnesujące. Typowe charakterystyki takiego dławika modulatoryjnego wielkiej częstotliwości:

$$R = f(z I),$$

$$L = f(z I),$$

są podane na rys. 194 dla dławika ze specjalnego stopu magnetycznego o małej stratności przy prądach szybkozmiennych (Tow. C. Lorenz).



Rys. 193.

Jak widać i tu ze względu na zmienność indukcyjności występuje częściowo modulacja fazy.

Dla uzyskania poprawnej modulacji muszą być spełnione następujące warunki:

- lampa winna pracować zawsze na prostoliniowej części charakterystyki,
- dla częstotliwości modulującej opór dynamiczny lampy winien być duży w porównaniu z oporem obwodu anodowego.

Modulacja, polegająca na *oddziaływaniu na generator*, sprowadza się w generatorze lampowym do dwu zasadniczych systemów:

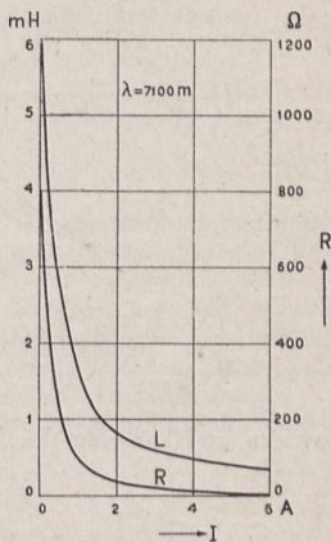
- modulacji przez zmiany napięcia anodowego,
- modulacji w obwodzie siatki.

Oba te systemy będą w dalszym ciągu szczegółowo rozpatrzone.

## 2. Modulacja w obwodzie anodowym.

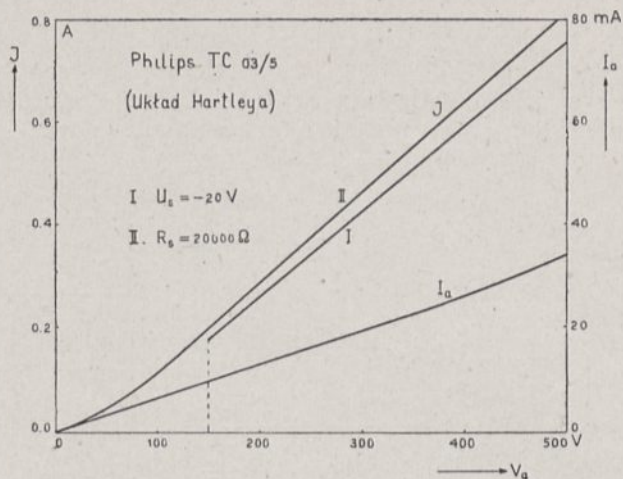
Modulacja generatora lampowego w obwodzie anodowym (R. V. Heising) opiera się na proporcjonalności między napięciem anodowym i składową zmienną prądu anodowego:

$$J_{zm} = \alpha_1 J_{am} = f(U_a) = A \cdot U_a, \quad (a)$$



Rys. 194.

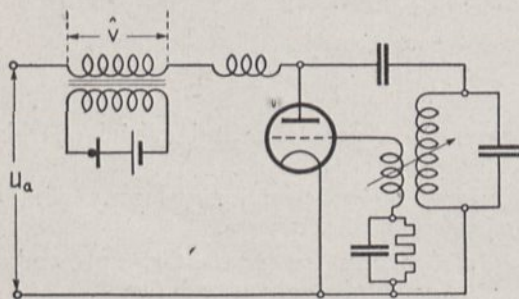
a temsamem i na proporcjonalności między napięciem anodowym i prądem w obwodzie rezonansowym. Prąd w obwodzie rezonansowym jest



Rys. 195.

bowiem związany ze składową zmienną prądu anodowego  $J_{zm}$  zależnością:

$$J_m = \sigma_i J_{zm} \quad (b)$$



Rys 196.

Typowa charakterystyka modulacji anodowej generatora o wzbudzeniu własnym jest podana na rys. 195.

Najprostszy układ modulacji w obwodzie anodowym podaje rys. 196. Na stałe napięcie zasilające  $U_a$  nakłada się zmienne napięcie  $\hat{V}$ , indukowane w danym przykładzie przez obwód mikrofonowy, tak, iż ge-

nerator lampowy jest zasilany przez napięcie tętniące o postaci:

$$v_a = U_a + V_m \sin pt = U_a(1 + m \sin pt), \quad (c)$$

jeżeli  $p$  jest częstotliwością kątową prądu modulującego, a  $m = \frac{V_m}{U_a}$  — głębokością modulacji.

Prąd anodowy w obwodzie generatora przy zmiennem napięciu za-

silajacem przedstawić można zapomocą równania (139), które, jeżeli pominąć  $U_{ao}$  wobec  $U_a$ , wyrazi się w postaci:

$$i_a = S \left[ V_{sm} \sin \omega t - U_s + \frac{U_a}{K} (1 + m \sin pt) - \frac{V_{zm}}{K} \sin \omega t \right]. \quad (d)$$

Rozpatrując tylko przebiegi małej częstotliwości, można ograniczyć się do amplitudy prądu szybkozmiennego. Po wprowadzeniu zwięzku:

$$J_{zm} = \alpha_1 J_{am},$$

równanie (d) dla amplitudy prądu szybkozmiennego, przedstawi się, w postaci następującej:

$$\begin{aligned} J_{zm} = \alpha_1 J_{am} &= \alpha_1 S \left[ V_{sm} - U_s + \frac{U_a}{K} (1 + m \sin pt) - \frac{V_{zm}}{K} \right] = \\ &= \alpha_1 J_{amo} (1 + m \sin pt). \end{aligned} \quad (341)$$

Warunek równania (341) będzie spełniony, a więc proporcjonalność między amplitudą prądu szybkozmiennego, a napięciem anodowym będzie zachowana tylko wtedy, gdy:

- 1) wszystkie wielkości zawarte w nawiasach prostokątnych, a więc  $V_{zm}$ ,  $U_s$ ,  $V_{sm}$ , będą się zmieniały synchronicznie z napięciem anodowym,
- 2) współczynnik  $\alpha_1$  podczas modulacji będzie wielkością stałą, co tylko wówczas będzie spełnione, gdy kąt ładowania pozostanie stały.

Jeżeli drugi z tych warunków jest spełniony ( $\vartheta = \text{const}$ ), to oczywiście musi być<sup>1)</sup>:

$$\alpha_o = \text{const},$$

a te samem:

$$I_a = \alpha_o J_{am} = \alpha_o J_{amo} (1 + m \sin pt). \quad (342)$$

Wówczas opór generatora dla prądu stałego również będzie wielkością stałą. Wynosi on zgodnie z równaniem (160):

$$R_g = \frac{v_a}{I_a} = \frac{U_a (1 + m \sin pt)}{\alpha_o J_{amo} (1 + m \sin pt)} = \frac{U_a}{\alpha_o J_{amo}} = \text{const}. \quad (343)$$

### 3. Modulacja anodowa generatora samowzbudnego.

Wymagania równania (341) mogą być spełnione dla generatora samowzbudnego. Przekonywują o tem następujące rozważania.

a) Napięcie wzbudzające:

$$V_s = \omega M J_m = \sigma_i \omega M J_{zm}$$

oczywiście jest proporcjonalne do prądu  $J_{zm}$ .

b) Napięcie zewnętrzne generatora:

$$V_{zm} = R_z J_{zm}$$

<sup>1)</sup> Patrz str. 144, wzór (148).

również zmienia się proporcjonalnie do zmian prądu zmiennego generatora.

c) Aby ujemne napięcie siatkowe mogło się zmieniać w ciągu pracy generatora, musi ono być nadane generatorowi zapomocą oporu upływowego  $R_s$ <sup>1)</sup>. Otrzymane na tym oporze napięcie początkowe siatki

$$U_s = R_s I_s = \alpha_{os} R_s J_{sm} \quad (344)$$

będzie się więc zmieniało proporcjonalnie do napięcia anodowego, gdyż średnia wartość prądu siatki będzie w tych warunkach proporcjonalna do napięcia sterującego, a więc też i do napięcia anodowego generatora.

Proporcjonalność ta będzie zachowana zarówno przy założeniu prostoliniżności charakterystyk prądu siatki jak i przy nieprostoliniżnym przebiegu tych charakterystyk, o ile kąt ładowania siatki  $\vartheta_s$  będzie bardzo mały<sup>2)</sup>.

Będzie wtedy miała miejsce zależność:

$$\cos \vartheta_s = \frac{U_s}{V_{sm}} = \text{const.} \quad (345)$$

Stąd okazuje się, że generator samowzbudny z oporem upływowym siatki spełnia warunek nieskażonej modulacji, o ile oczywiście przebieg charakterystyk nie wprowadzi zniekształceń.

Dzięki temu, że zachowana jest proporcjonalność między prądem zmiennym  $J_{zm}$  i napięciem anodowym  $U_a$ , to oczywiście i współczynnik  $\xi$  wykorzystania napięcia jest stały. Jak bowiem wynika z zależności:

$$R_z = \frac{V_{zm}}{J_{zm}} = \frac{\xi U_a}{J_{zm}},$$

współczynnik ten można wyrazić jako:

$$\xi = R_z \frac{J_{zm}}{U_a},$$

o ile więc  $\frac{J_{zm}}{U_a}$  jest stałe, to i  $\xi$  jest wielkością stałą.

Jeżeli stałe są wielkości  $\vartheta$  i  $\xi$ , to i sprawność generatora modulowanego przez cały okres modulacji jest stała:

$$\eta = \xi \frac{\alpha_1}{2 \alpha_0} = \text{const.}$$

<sup>1)</sup> Patrz rozdział IV, § 7, str. 156 i następne. Opór ten musi być dostatecznie duży w stosunku do oporności siatka-katoda, aby kąt ładowania siatki  $\vartheta_s$  był możliwie mały.

<sup>2)</sup> Patrz W. Kowalski, Uwagi o detekcji. Przegląd Teletechniczny VIII, r. 1935, str. 365 ÷ 371.

Tem samym i obciążenie anody lampy generatorowej zmienia się proporcjonalnie do mocy modulowanej. Jeżeli przez  $P_{ao}$  oznaczyć straty na anodzie lampy w spoczynku, to chwilowe obciążenie w szczycie modulacji<sup>1)</sup> dojdzie do:

$$P_{am} = (1 + m)^2 P_{ao}, \quad (346)$$

zaś średnia moc w stanie modulowanym:

$$P_a = \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) P_{ao}. \quad (347)$$

Na tę właśnie moc należy liczyć anodę lampy generatorowej.

#### 4. Modulacja anodowa generatora obcowzbudnego.

Generator obcowzbudny charakteryzuje się przede wszystkim stałą amplitudą wzbudzenia

$$V_{sm} = \text{const.}$$

Początkowe zaś napięcie siatki może być albo stałe (z obcego źródła) albo zmienne (dynamiczne).

Najmniej korzystny dla modulacji jest przypadek, gdy *napięcie ujemne siatki jest stałe*. Wówczas maksymalny prąd anodowy wyraża się równaniem [patrz równanie (341)]:

$$J_{zm} = \alpha_1 S \left[ (V_{sm} - U_s) + \frac{U_a}{K} (1 + m \sin pt) - \frac{V_{zm}}{K} \right], \quad (348)$$

co, po podstawieniu zależności:

$$V_{zm} = R_z J_{zm}, \quad \text{oraz} \quad K = \rho S,$$

pozwala obliczyć:

$$J_{zm} = \frac{\alpha_1 K}{\rho + \frac{R_z}{S}} \left[ (V_{sm} - U_s) + \frac{U_a}{K} (1 + m \sin pt) \right]. \quad (349)$$

W równaniu tem  $(V_{sm} - U_s)$  jest stałe, zaś wielkość:

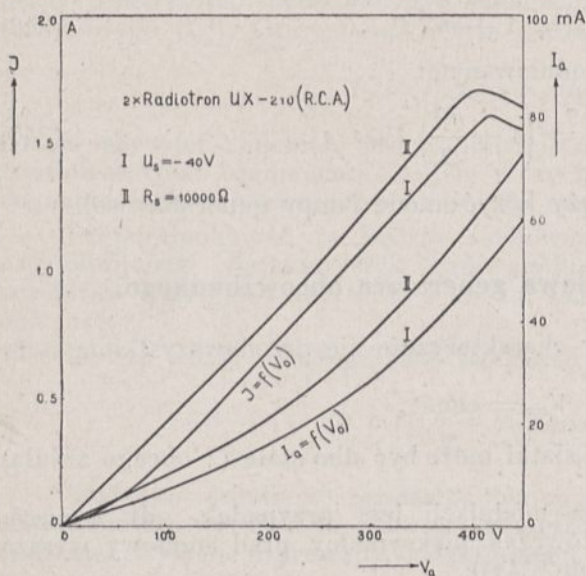
$$\alpha_1 = \frac{2\vartheta - \sin 2\vartheta}{2\pi(1 - \cos \vartheta)}$$

jest funkcją kąta  $\vartheta$ , który wyraża się zależnością:

$$\cos \vartheta = \frac{U_s - \frac{v_a}{K}}{V_{sm}} = \frac{U_s - \frac{U_a}{K} (1 + m \sin pt)}{V_{sm}}. \quad (350)$$

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 171 i następane.

Istnieje więc bardzo zwarty związek między składową zmienną prądu anodowego a napięciem anodowym. Doświadczenie jednakże stwierdza, że, jak to widać z krzywej rys. 197, między wielkościami temi



Rys. 197.

istnieje praktycznie proporcjonalność, pod warunkiem, że w okresie modulacji kształt wierzchołka prądu nie ulega zmianie. Znaczy to, że generator nie powinien ulegać przewzbudzeniu w pewnych momentach modulacji.

O ile we wzmacniaczu obcowzbudnym jest zachowana proporcjonalność między napięciem anodowym i składową zmienną prądu anodowego, tak to również, jak to wykazano przy omówieniu generatora samowzbudnego, stały jest i współczynnik wykorzystania napięcia anodowego.

A zatem, ze względu na stałość obu wartości

$U_s$  i  $V_{sm}$ , przewzbudzenie grozi generatorowi w chwili minimum modulacji. Chcąc zaś zapobiec przewzbudzeniu, należy obrać warunki pracy tak, aby w chwili szczytu modulacji generator był bardzo słabo wzbudzony.

Pociąga to za sobą oczywiście zmniejszenie średniej sprawności generatora. Przewzbudzenie może stać się szczególnie niebezpieczne dla siatki lampy przy głębokości modulacji, zbliżonej do 100%.

Jak wynika z równania (350), przy stałym napięciu początkowym siatki kąt ładowania jest najmniejszy w szczycie modulacji, największy zaś w minimum. Temsamem i sprawność generatora<sup>1)</sup> zmienia się w ciągu modulacji, przechodząc przez minimum równocześnie z minimum modulacji, a osiągając maksimum w szczycie modulacji.

O wiele korzystniej przedstawia się praca generatora modulowanego, gdy zamiast stałego napięcia ujemnego generator ma *napięcie dynamiczne*. Wówczas, z chwilą zbliżania się do minimum modulacji narasta gwałtownie prąd siatki, przesuwając początkowy punkt pracy generatora w kierunku ujemnym, zmniejszając temsamem wydatnie wielkość  $(+v_s)_{max}$ . Dzięki temu współczynnik wzbudzenia jest, w chwili minimum

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 152, rys. 97.

modulacji, znacznie mniejszy, a więc dla warunków średnich może być obrany znacznie większy współczynnik wykorzystania napięcia anodowego, bez obawy zniekształceń w dolnej części charakterystyki modulacji.

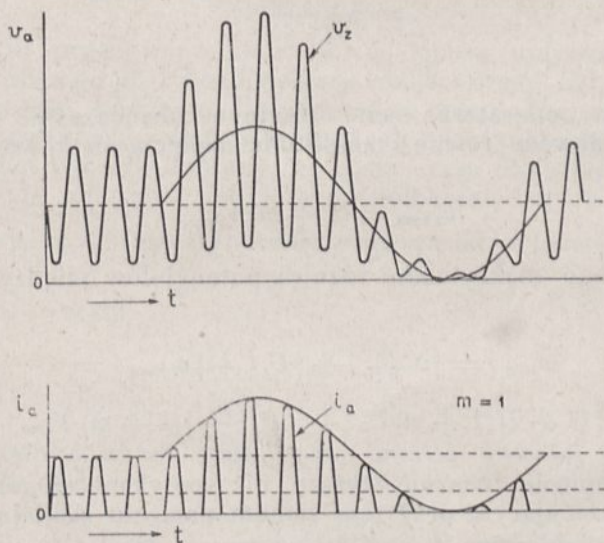
Dlatego też w stopniu modulowanym generatora obcowzbudnego stosuje się z reguły dynamiczne napięcie początkowe siatki.

## 5. Warunki pracy generatora modulowanego. Wybór lampy.

Generator, modulowany w obwodzie anodowym, pracuje w warunkach znacznie różniących się od warunków pracy generatora, modulowanego w obwodzie siatki i od pracy wzmacniacza prądów modulowanych. Podczas gdy w tamtych urządzeniach napięcie anodowe  $U_a$  pozostaje stałe, a więc maksymalne napięcie osiąga wartość:

$$v_{a \max} = (1 + \xi) U_a,$$

to w przypadku modulacji anodowej napięcie anodowe dochodzi do war-



Rys. 198.

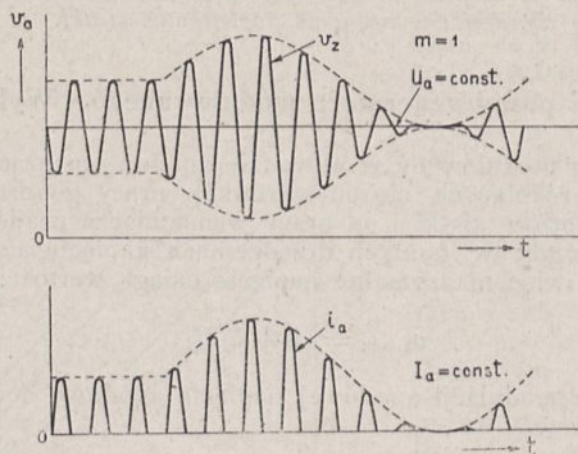
tości  $(1 + m) U_a$ , wskutek czego maksymalna wartość napięcia anodowego dochodzi do:

$$v_{a \max} = (1 + m)(1 + \xi) U_a. \quad (351)$$

Przy pełnej modulacji chwilowe napięcie osiągnie więc prawie 4-krotną wartość napięcia zasilającego.

Na rys. 198 i 199 są podane dla porównania przebiegi prądu ano-

dowego i napięcia w generatorze modulowanym w obwodzie anodowym i we wzmacniaczu prądów modulowanych.



Rys. 199.

Ponadto w generatorze samowzbudnym równocześnie ze zmiennym napięciem anodowym rośnie i amplituda napięcia siatkowego, osiągając wartość:

$$v_{s \max} = (1 + m) V_{smo}.$$

Wobec tego maksymalna różnica potencjałów między elektrodami lampy wynosi <sup>1)</sup>:

$$\begin{aligned} |v_{sam}| &= |v_{a \max}| + |U_s| + |v_{s \max}| = \\ &= |(1 + \xi)(1 + m) U_a| + |U_s| + |(1 + m) V_{smo}|. \end{aligned} \quad (352)$$

Jest to napięcie znacznie wyższe, niż spotykane w generatorze telegraficznym, pracującym przy tym samym napięciu zasilającym.

Stąd też dobierając lampę do generatora modulowanego w obwodzie anodowym, należy się upewnić, czy przy danym napięciu anodowym jest ona przystosowana do tego rodzaju pracy. O ile w katalogu jest zastrzeżone, że lampa przy danym obciążeniu może pracować jako generator telegraficzny, znaczy to, że może ona być użyta do modulacji anodowej tylko przy niższym napięciu zasilającym.

Należy również zwrócić uwagę na obciążalność anody. Jeżeli bowiem w warunkach pracy telegraficznej obciążalność anody lampy wynosi  $P_a$ , to, w przypadku zastosowania tej lampy jako generatora mo-

<sup>1)</sup> Patrz rozdział IV, § 6, str. 153.



dulowanego w obwodzie anodowym, obciążenie anody lampy bez modulacji nie może przekroczyć wartości:

$$P_{ao} = \frac{P_a}{1 + \frac{m^2}{2}}, \quad (353)$$

w przeciwnym bowiem razie przy dłuższej modulacji lampa mogłaby być przeciążona. W warunkach rzeczywistych, o ile idzie o telefonję, nie spotyka się coprawda maksymalnego obciążenia lampy przez czas dłuższy, gdyż szczyty modulacji są naogół rzadkie i krótkotrwałe.

Trwałe maksymalne obciążenie spotyka się natomiast w generatorach telegraficznych, modulowanych tonem (telegrafia tonowana, A 2).

## 6. Dobór obwodów pomocniczych.

Duże znaczenie dla prawidłowej modulacji ma właściwy dobór wielkości elektrycznych w obwodach pomocniczych.

*Obwód siatkowy.*

Należy tu przede wszystkim obwód oporu upływowego, złożony z oporu upływowego  $R_s$  i kondensatora obejściowego  $C_s$ . Opór  $R_s$  oblicza się sposobem, podanym dla generatora telegraficznego<sup>1)</sup>, obierając jako punkt wyjściowy pracę w warunkach spoczynkowych. Kondensator  $C_s$  zaś musi być tak dobrany, by stała czasu  $R_s C_s$  tego obwodu była równocześnie znacznie mniejsza od półokresu największej częstotliwości modulującej  $\frac{T_2}{2}$ , oraz znacznie większa od półokresu częstotliwości nośnej  $\frac{T_1}{2}$ , czyli:

$$\frac{T_2}{2} \gg R_s C_s \gg \frac{T_1}{2}. \quad (354)$$

Najkorzystniej obrać stałą czasu, równą średniej geometrycznej z tych czasów, czyli:

$$\tau = R_s C_s = \sqrt{\frac{T_1}{2} \cdot \frac{T_2}{2}} = \frac{1}{2} \sqrt{T_1 T_2}.$$

Stąd

$$C_s = \frac{1}{2 R_s} \sqrt{T_1 T_2} = \frac{1}{2 R_s \sqrt{f_{(c/s)} \nu_{\max (c/s)}}}, \quad (354 a)$$

jeżeli  $f$  jest częstotliwością nośną, a  $\nu_{\max}$  — największą częstotliwością modulującą.

<sup>1)</sup> Patrz rozdział IV, § 7, str. 156 i następne.

Warunek (354) tem trudniej jest spełnić, jak to już wyjaśniono w tomie I, im mniejsza jest różnica między największą częstotliwością modulującą i częstotliwością nośną.

*Przykład.*

Jeżeli częstotliwość nośna  $f = 300$  kc/s, a najwyższa częstotliwość modulująca wynosi 5000 c/s, to przy oporze upływowym  $R_e = 2000 \Omega$  pojemność kondensatora powinna być równa:

$$C_s = \frac{1}{2 R_s \sqrt{f} \nu_{\max}} = \frac{1}{2 \cdot 2000 \sqrt{3 \cdot 10^5 \cdot 5 \cdot 10^3}} = 6,5 \cdot 10^{-9} F.$$

Obierając  $C_s = 10^{-8} F$ , otrzyma się:

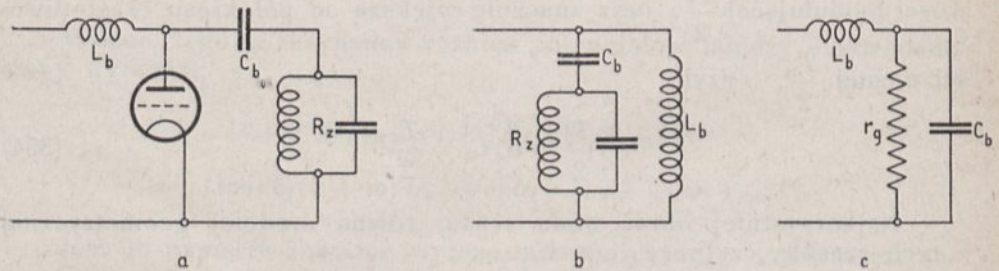
$$\tau = R_s C_s = 2 \cdot 10^3 \cdot 10^{-8} = 2 \cdot 10^{-5}.$$

jest więc:

$$10^{-4} > 2 \cdot 10^{-5} > 1,67 \cdot 10^{-5}.$$

*Elementy zasilania równoległego.*

Przy równoległym zasilaniu generatora modulowanego należy zwrócić uwagę na właściwy dobór indukcyjności dławika  $L_b$  i pojemności kondensatora  $C_b$  (rys. 200 a).



Rys. 200.

W generatorze telegraficznym dławik nie powinien stwarzać zbyt dużej upływności, załączonej równoległe do obwodu rezonansowego, zaś kondensator nie powinien wywoływać zbyt dużego spadku napięcia dla składowej zmiennej prądu anodowego, powinno więc być (rys. 200 b):

$$\omega L_b \gg R_z \gg \frac{1}{\omega C_b} \quad (355)$$

Przytem oba te elementy nie powinny rozstrajać układu, tak, aby obwód  $LC$  przedstawiał dla generatora opór rezonansowy  $R_z$ , a więc, aby układ był należycie wykorzystany. Że warunek ten można spełnić z dostatecznym przybliżeniem, dowodzi następujące przeliczenie:

Układ rys. 200 b można przedstawić jako złożony z dwu oporów równoległych:

$$\hat{Z}_1 = R_z - j \frac{1}{\omega C_b} \quad \text{oraz} \quad \hat{Z}_2 = j \omega L_b, \quad (a)$$

które dają opór wypadkowy:

$$\hat{Z} = \frac{\hat{Z}_1 \hat{Z}_2}{\hat{Z}_1 + \hat{Z}_2} = \frac{\left(R_z - j \frac{1}{\omega C_b}\right) (j \omega L_b)}{R_z + j \left(\omega L_b - \frac{1}{\omega C_b}\right)}, \quad (b)$$

co, po usunięciu liczby zespolonej z mianownika, daje:

$$\hat{Z} = \frac{\omega^2 L_b^2 R_z}{R_z^2 + \left(\omega L_b - \frac{1}{\omega C_b}\right)^2} + j \frac{\omega L_b \left(R_z^2 - \frac{L_b}{C_b}\right) + \frac{1}{\omega C_b} \cdot \frac{L_b}{C_b}}{R_z^2 + \left(\omega L_b - \frac{1}{\omega C_b}\right)^2}. \quad (c)$$

Układ będzie przedstawiał dla lampy obciążenie bezindukcyjne, gdy część urojona wyrażenia (c) będzie równa zero, czyli gdy:

$$\omega L_b \left(R_z^2 - \frac{L_b}{C_b}\right) + \frac{1}{\omega C_b} \cdot \frac{L_b}{C_b} = 0. \quad (356)$$

Wobec tego, że w myśl nierówności (355):

$$\frac{1}{\omega C_b} \ll R_z \ll \omega L_b,$$

warunek (356) można napisać w postaci:

$$\omega L_b \left(R_z^2 - \frac{L_b}{C_b}\right) \cong 0, \quad (356 a)$$

wynika stąd, iż:

$$\frac{L_b}{C_b} \cong R_z^2. \quad (356 b)$$

Wówczas lampa generatorowa jest obciążona oporem rzeczywistym:

$$R_z' \cong \frac{R_z}{1 + \left(\frac{R_z}{\omega L_b}\right)^2}. \quad (356 c)$$

Z równania (356 b) wraz z nierównością (355) można dobrać odpowiednie wartości  $L_b$  i  $C_b$ . Przesunięcie faz, wywołane przez niespełnienie warunku równania (356), obliczyć można na podstawie równania (c), po uwzględnieniu, że  $\frac{1}{\omega C_b} \ll R_z$ . Otrzymuje się wtedy:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R_z^2 - \frac{L_b}{C_b}}{\omega L_b R_z} = \frac{R_z}{\omega L_b} \left( 1 - \frac{L_b}{C_b} \cdot \frac{1}{R_z^2} \right). \quad (357)$$

Z równania (357) wynika, że przy dostatecznie dużym stosunku  $\frac{\omega L_b}{R_z}$  wpływ stosunku  $\frac{L_b}{C_b}$  nie jest zbyt krytyczny. Dlatego też pewne odchylenie w kierunku pojemności nieco większych niż obliczona (w razie zaokrąglenia do najbliższej pojemności znormalizowanej) jest zawsze dopuszczalne.

Chociaż wartość stosunku  $\frac{L_b}{C_b}$  nie jest krytyczna dla pracy lampy, tem niemniej jednak dobór wartości  $L_b$  i  $C_b$  winien być bardzo staranny przy zachowaniu warunku (355), tak, aby przy dostrajaniu urządzenia do częstotliwości fali nośnej można było osiągnąć dostrojenie obwodu rezonansowego możliwie bliskie do częstotliwości fali nośnej. Przy obraniu zbyt małych wielkości  $L_b$  i  $C_b$  obciążenie rzeczywiste generatora zostaje osiągnięte przez rozstrojenie obwodu rezonansowego. Pociąga to za sobą asymetrię fal bocznych promieniowanego widma, a zatem i skażenie modulacji<sup>1)</sup>.

W generatorze modulowanym należy uwzględnić dodatkowe warunki. A mianowicie: dla prądu modulującego o częstotliwości kątowej  $p$  indukcyjność  $L_b$  jest włączona w szereg z oporem statycznym  $r_g$  generatora, zaś pojemność  $C_b$  bocznikuje go (rys. 200 c). Ażeby oba te elementy nie wpłynęły niekorzystnie na warunki pracy modulatora, muszą być spełnione warunki:

$$p L_b \ll r_g \quad \text{oraz} \quad \frac{1}{p C_b} \gg r_g. \quad (358)$$

Przy doborze tych wielkości należy więc kierować się temi samymi zasadami, co przy doborze wielkości  $C_s$  w obwodzie siatkowym.

## 7. Obliczenie modulatora anodowego.

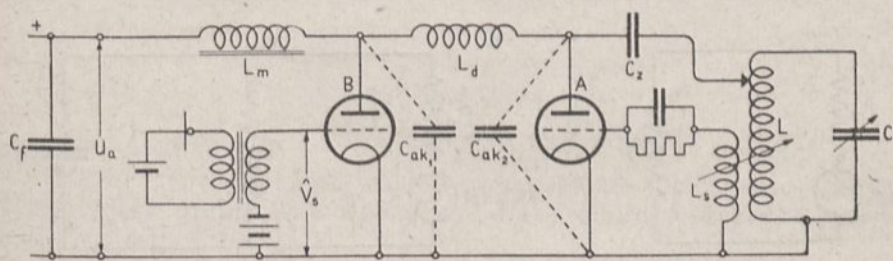
Bezpośrednia modulacja obwodu anodowego zapomocą transformatora z obwodu mikrofonowego byłaby zamało skuteczna, dlatego też niema ona znaczenia praktycznego. Jest ona jednakże stosowana dla

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 199 ÷ 200.

modulowania fal telegraficznych — obwód pierwotny transformatora modulującego jest zasilany wówczas przez prądnicę odpowiedniej mocy o 500 ÷ 1000 okresach na sekundę.

Dla celów telefonicznych natomiast transformator jest zasilany za pośrednictwem lampy wzmacniającej (lampa modulacyjna). Układ taki przedstawiony na rys. 205, pracuje jako wzmacniacz transformatorowy, obciążony modulowanym generatorem. Ze względu na trudności techniczne, związane z budową transformatora większej mocy o dostatecznie małych pojemnościach międzyuzwojeniowych, w większości przypadków transformator zastępuje się przez dławik. Układ przyjmuje wówczas postać rys. 201, rozpowszechniony w literaturze jako typowy układ modulacji anodowej, której z powodu stosowania dławika nadano niezupełnie ścisłą nazwę, „modulacji dławikowej”.

Lampa modulacyjna B (rys. 201), wzbudzona w obwodzie siatki napięciem zmiennym, dostarczanym za pośrednictwem mikrofonu, działa



Rys. 201.

w połączeniu z dławikiem modulacyjnym jako wzmacniacz dławikowy prądów mikrofonowych. Napięcie wzmacnione  $\hat{V}$ , otrzymane na zaciskach dławika  $L_m$ , nakłada się na napięcie  $U_a$ , dzięki czemu generator jest zasilany napięciem anodowym o postaci:

$$v_a = U_a + V_m \sin pt.$$

Uwzględniając tylko składowe zmienne o częstotliwości modulującej układ można sprowadzić do schematu zastępczego rys. 202 a. Lampa modulacyjna działa tu jako źródło siły elektromotorycznej

$$e = K V_{sm} \sin pt \quad (359)$$

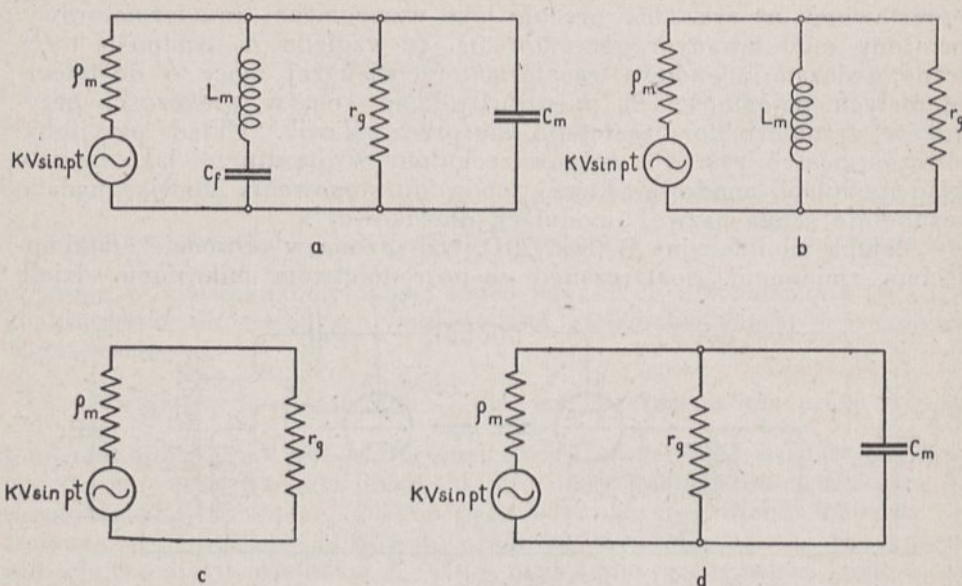
o oporze wewnętrznym  $\rho_m$ , obciążone połączeniem równoległym<sup>1)</sup>:

a) gałęzią indukcyjną, zawierającą dławik modulacyjny  $L_m$  z połączoną w szereg pojemnością wyjściową  $C_f$  filtra, którą jednakże można pominąć, gdy spełniony jest dla najmniejszej częstotliwości modulującej warunek:

$$\rho_{\min} L_m \gg \frac{1}{\rho_{\min} C_f},$$

<sup>1)</sup> Dla częstotliwości modulujących oporność dławika wielkiej częstotliwości  $L_d$  można pominąć.

- b) oporem statycznym  $r_g$  generatora lampowego,  
 c) pojemnością  $C_m$ , utworzoną z równolegle połączonych:  
 — pojemności kondensatora zaworowego  $C_z$  generatora lampowego,



Rys. 202.

który to kondensator, ze względu na mały opór indukcyjny obwodu dla częstotliwości modulujących, można uważać za zwarty z ziemią,

- pojemności anoda-katoda lamp generatorowych i modulacyjnych,
- pojemności dławika względem ziemi,
- i innych pojemności rozproszonych układu.

W rozpatrywaniu układu można rozróżnić 3 stany graniczne:

1) dla najmniejszych częstotliwości modulacyjnych opór pojemnościowy  $C_m$  jest bardzo wielki i układ można sprowadzić do równolegle połączonych  $L_m$  i  $r_g$  (rys. 202 b),

2) dla średnich częstotliwości wartość  $p L_m$  jest bardzo duża wobec  $r_g$ , a upływność  $p C_m$  również jeszcze można pominąć (w pobliżu rezonansu prądów dla układu  $L_m C_m$ ), tak, iż praktycznie obciążenie modulatora sprowadza się do  $r_g$  (rys. 202 c),

3) przy największych częstotliwościach modulujących modulator jest obciążony opornością  $r_g$  i prócz tego jeszcze i upływnością pojemnościową  $p C_m$  (rys. 202 d).

Dla wymiarowania dławika modulacyjnego decydująca jest częstotliwość najmniejsza, a więc przypadek pierwszy — obciążenia indukcyjnego.

Wzmocnienie napięciowe układu rys. 202 b można obliczyć z równania (71) rozdziału III<sup>1)</sup>, a mianowicie:

$$k = \frac{K}{\sqrt{\left(1 + \frac{\rho_m}{r_g}\right)^2 + \frac{\rho_m^2}{p^2 L_m^2}}}, \quad (360)$$

skąd, po wprowadzeniu oznaczeń:

$$\alpha = \frac{\rho_m}{r_g}, \quad \beta = \frac{L_m}{\rho_m}, \quad (360 a)$$

dochodzi się do postaci:

$$k = \frac{K}{\sqrt{(1 + \alpha)^2 + \frac{1}{p^2 \beta^2}}}. \quad (361)$$

Wobec tego, że maksymalne wzmocnienie dla  $p \rightarrow \infty$  (który to warunek jest praktycznie spełniony dla średniego zakresu częstotliwości) wynosi:

$$k_{\text{lim}} = \frac{K}{1 + \alpha}, \quad (361 a)$$

można obliczyć stosunek zniekształcenia częstotliwości jako:

$$n = \frac{k}{k_{\text{lim}}} = \frac{1 + \alpha}{\sqrt{(1 + \alpha)^2 + \frac{1}{p^2 \beta^2}}}. \quad (362)$$

Stąd przyjmując dopuszczalne zniekształcenie dla najmniejszej częstotliwości, np. 1 db ( $n \cong 0,9$ ) do 2 db ( $n \cong 0,75$ ) i zakładając pewną wartość na  $\alpha = \frac{\rho_m}{r_g}$ , można z równania (362) w prosty sposób obliczyć indukcyjność dławika modulacyjnego:

$$L_m = \frac{\rho_m}{p_{\text{min}} (1 + \alpha)} \cdot \frac{n}{\sqrt{1 - n^2}} = \frac{\rho_m}{p_{\text{min}} \left(1 + \frac{\rho_m}{r_g}\right)} \cdot \frac{n}{\sqrt{1 - n^2}}. \quad (363)$$

<sup>1)</sup> J. Groszkowski, Zasady modulacji radjofonicznej. Prz. Radj. IV., 15.V.1926 r., str. 59 ÷ 69.

K. Krulisz, W sprawie obliczenia dławika modulacyjnego. Prz. Radj. V., 1.I.1927 r., str. 4 ÷ 7.

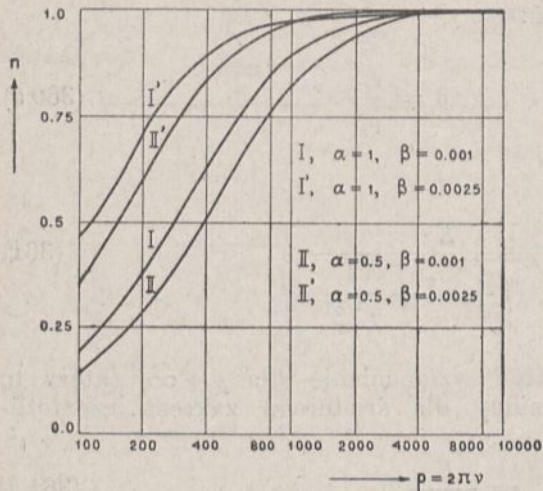
Na rys. 203 są podane charakterystyki częstotliwości dla:

$$\alpha = 1, \quad \beta = 0,001 \quad \text{i} \quad \beta = 0,0025,$$

oraz dla:

$$\alpha = 0,5, \quad \beta = 0,001 \quad \text{i} \quad \beta = 0,0025.$$

Jak widać z przebiegu tych krzywych, wprawdzie zmniejszenie



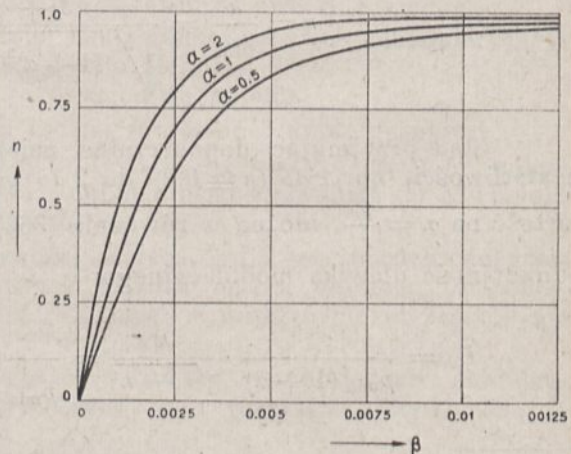
Rys 203.

którą obrano równą 32 c/s ( $p_{\min} = 200$ ), w funkcji  $\beta$  przy różnych wartościach  $\alpha$ . I tu również widać przeważający wpływ dużego stosunku indukcyjności dławika do oporności dynamicznej lampy modulatoryjnej.

Jednakże również i względ na zniekształcenia amplitudy przy najmniejszej częstotliwości modulatoryjnej określa dolną granicę indukcyjności dławika modulatoryjnego. Zniekształcenia te mogą powstać, gdy elipsa robocza wzmacniacza przy najmniejszej częstotliwości wkroczy zbyt w zakres dolnego zakrzywienia charakterystyk<sup>1)</sup>. Półosią pio-

$\alpha = \frac{\rho_m}{r_g}$  pogarsza charakterystykę częstotliwości, lecz zwiększenie  $\beta = \frac{L}{\rho_m}$  w znacznym większym stopniu poprawia jej przebieg. Stąd wniosek, że zmniejszenie oporności wewnętrznej lampy modulatoryjnej wywiera ostatecznie korzystny wpływ na jakość modulacji, o ile oczywiście pozostałe elementy układu a więc  $r_g$  i  $L_m$  pozostają bez zmian.

Krzywe rys. 204 podają zależność zniekształcenia częstotliwości dla najmniejszej częstotliwości modulatoryjnej,



Rys. 204.

<sup>1)</sup> Patrz rozdział III, § 15, str. 95 i następne.



nową elipsy jest amplituda prądu bezwzawowego w dławiku, wartość ta więc, aby nie wystąpiły w lampie nadmierne zniekształcenia, nie powinna przekraczać granicy:

$$J_{t_m} = \frac{V_{zm}}{\rho_{\min} L_m} < (I_a - J_{a \min}), \quad (364)$$

gdzie  $I_a$  jest prądem anodowym w początkowym punkcie pracy lampy modulacyjnej, a  $J_{a \min}$  dolną granicą prądu anodowego, dopuszczalną ze względu na tolerancję zniekształcenia amplitudy<sup>1)</sup>. Jako  $V_{zm}$  należy przyjąć raczej wartość górną, obliczaną według równania (361 a).

W większości przypadków, gdy prosta spadku napięcia sięga prawie do dolnej granicy wykorzystania charakterystyk, można przyjąć

$$J_{t_m} \cong \frac{I_a - J_{a \min}}{2}. \quad (364 a)$$

Wzór (364) służy więc do sprawdzenia wzoru (363). Jeżeli się okaże, że wynik z (363) był zamyły, należy przyjąć wartość większą na  $L_m$ .

Ponadto przy sprawdzaniu zniekształceń amplitudy liczyć się trzeba z nieprostoliniowością charakterystyki magnesowania żelaza. Właściwość ta może powodować występowanie nieparzystych harmonicznych obwiedni modulacyjnej.

Wykonanie dławika o bardzo dużej indukcyjności napotyka w praktyce na trudności dwojakiego rodzaju:

a) Dużą indukcyjność dławika osiąga się kosztem zwiększenia liczby zwojów, co, szczególnie w urządzeniach większej mocy, daje bardzo duże amperozwoje prądu stałego. Wymaga to stosowania rdzeni o bardzo dużym przekroju celem uniknięcia nasycenia magnetycznego, powodującego skolei znaczne zmniejszenie indukcyjności.

b) Równocześnie ze zwiększeniem liczby zwojów i wymiarów dławika rośnie jego pojemność, co odbija się niekorzystnie na wzmocnieniu górnego zakresu częstotliwości.

#### *Górny zakres częstotliwości.*

W górnym zakresie częstotliwości obciążenie pojemnościowe, występujące w modulatorze, może spowodować zniekształcenie tak częstotliwości, jak i amplitudy. Wzory służące do sprawdzenia występujących tu zjawisk są analogiczne do wzorów dla obciążenia indukcyjnego.

Wzór (362) na zniekształcenie częstotliwości przybiera tu postać:

$$n = \frac{1 + \alpha}{\sqrt{(1 + \alpha)^2 + \rho_m^2 \rho_{\max}^2 C_m^2}}, \quad (365)$$

<sup>1)</sup> Patrz rozdział III, § str. 95 i następne.

a dla sprawdzenia zniekształceń amplitudy służy równanie:

$$|J_{C_m}| = |V_{zm} p_{\max} C_m| < (I_a - J_{a \min}), \quad (366)$$

przyczem, analogicznie do wzoru (364 a), można przyjąć:

$$J_{C_m} \cong \frac{I_a - J_{a \min}}{2}. \quad (366 a)$$

I tu również dla pewności jako  $V_{zm}$  można przyjąć amplitudę największego wzmocnienia.

Rezonans prądów, dla tonów średniej wysokości, występujący w obwodzie zawierającym indukcyjność  $L_m$  i pojemność  $C_m$  nie powoduje, przy prawidłowym zaprojektowaniu układu, zniekształceń charakterystyki częstotliwości, gdyż lampa modulacyjna nie może dać wzmocnienia większego od granicznego. Natomiast rezonans w tym obwodzie może spowodować zniekształcenie amplitudy, o ile pracuje się na krzywoliniowej części charakterystyki magnesowania żelaza<sup>1)</sup>.

### 8. Ustalenie oporności dynamicznej lamp modulacyjnych.

Jak wynika z poprzednich rozważań, korzystnie jest dobierać opór lampy modulacyjnej raczej mniejszy, pozwala to bowiem osiągnąć dobrą charakterystykę modulacji przy względnie niewielkiej indukcyjności dławika, co ze względów konstrukcyjnych jest bardzo korzystne.

Jednakże na ustalenie stosunku  $\rho_m/r_g$  decydujący wpływ mają warunki energetyczne układu.

A mianowicie: z teorii modulacji<sup>2)</sup> wynika, że pod wpływem modulacji amplitudy moc drgań rośnie i, jeżeli przez  $P_2$  jest oznaczona moc użyteczna generatora przy prądzie niemodulowanym, to przy modulacji wyrazi się ona wzorem:

$$P = \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) P_2, \quad (367)$$

z którego wynika, że przy pełnej modulacji ( $m = 1$ ) moc ogólna wzrasta o 50% w stosunku do mocy prądu niemodulowanego.

Jak wynika z rozważań podanych poprzednio sprawność generatora w czasie przebiegu modulacyjnego można uważać za stałą. Wobec tego ze zwiększeniem mocy użytecznej zwiększa się w tym samym stosunku moc pierwotna generatora, którą to nadwyżkę musi pokryć lampa modulacyjna.

Nadwyżkę mocy, dostarczaną przez modulator, wyrazić można równaniem:

$$P_{\text{mod}} = \frac{P - P_2}{r_{lg}} = \frac{m^2}{2} \cdot \frac{P_2}{r_{lg}}. \quad (368)$$

Do orientacyjnego wyboru lampy modulacyjnej może posłużyć następujące rozważanie:

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 26 i następne.

<sup>2)</sup> Patrz tom I, str. 171 i następne.

Obciążalność anody generatora modulowanego musi wynosić:

$$P_{ag} = \frac{1 - \eta_{lg}}{\eta_{lg}} \left( 1 + \frac{m^2}{2} \right) P_2, \quad (369)$$

co, przy średniej spotykanej sprawności — około 2/3, daje:

$$P_{ag} \cong \left( 1 + \frac{m^2}{2} \right) \frac{P_2}{2}. \quad (369 a)$$

Obciążenie anody modulatora natomiast wynika z zależności:

$$P_{am} = \frac{1 - \eta_{lm}}{\eta_{lm}} P_{\text{mod}} = \frac{1 - \eta_{lm}}{\eta_{lm}} \cdot \frac{m^2}{2} \cdot \frac{P_2}{\eta_{lg}}. \quad (370)$$

Z równań (369) i (370) można znaleźć stosunek obciążalności anod lampy modulacyjnej i lampy generacyjnej jako:

$$\frac{P_{am}}{P_{ag}} = \frac{1}{\eta_{lm}} \cdot \frac{1 - \eta_{lm}}{1 - \eta_{lg}} \cdot \frac{m^2}{2 + m^2}. \quad (371)$$

W odniesieniu do modulatora, pracującego jako wzmacniacz typu A, należy uwzględnić, że wzmacniacz taki w chwilach spoczynku pobiera całkowitą moc pierwotną na anodę<sup>1)</sup>. Wobec tego należy liczyć:

$$P_{am} = P_1 = \frac{P_m}{\eta_m} = \frac{m^2}{2} \cdot \frac{P_2}{\eta_{lg} \eta_m}. \quad (370 a)$$

Stąd też stosunek obciążalności anod wyrazi się w postaci:

$$\frac{P_{am}}{P_{ag}} = \frac{1}{1 - \eta_{lg}} \cdot \frac{1}{\eta_{lm}} \cdot \frac{m^2}{2 + m^2}. \quad (371 a)$$

Stąd też licząc, że sprawność modulatora pracującego jako wzmacniacz typu A, wynosi średnio 0,3, otrzymuje się dla średnich warunków ( $\eta_{lg} = 2/3$ ):

$$\frac{P_{am}}{P_{ag}} = 3 \cdot \frac{1}{0,3} \cdot \frac{m^2}{2 + m^2} = 10 \frac{m^2}{2 + m^2},$$

co dla krańcowego przypadku  $m = 1$  dałoby:

$$\frac{P_{am}}{P_{ag}} \cong 3. \quad (371 b)$$

Wynika stąd, że ze względów energetycznych obciążalność anody lampy modulacyjnej musi być większa, niż obciążalność generatora. Praktycznie należy liczyć po 2 ÷ 3 lamp modulacyjnych na jedną lampę generatorową tej samej kategorii.

<sup>1)</sup> Patrz rozdział III, § 11, str. 86.

Stosunek  $\frac{P_{am}}{P_{ag}}$  może wypaść jeszcze bardziej na niekorzyść lamp modulatoryjnych po szczegółowym zbadaniu ich warunków pracy na wykresie charakterystyk  $i_a = f(v_a)$ .

Warunki zmieniają się na korzyść lamp modulatoryjnych przy zastosowaniu pracy według typu  $B$  lub  $A/B^1$ , a to dzięki znacznie większej sprawności, z którą pracuje układ modulatoryjny. Tu naogół można osiągnąć stosunek:

$$\frac{P_{am}}{P_{ag}} \cong 1. \quad (371 c)$$

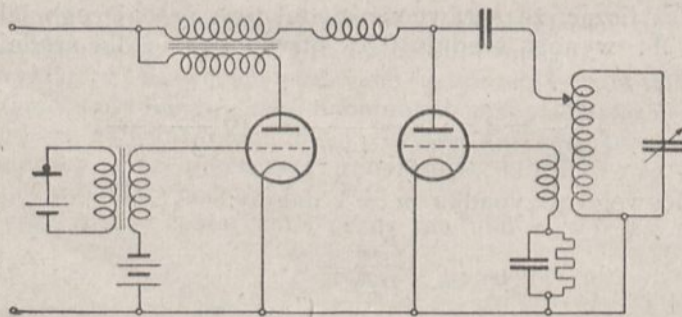
## 9. Głębokość modulacji.

Gdy lampa generatora i lampy modulatoryjne są zasilane tem samym napięciem anodowym, głębokość modulacji jest ograniczona współczynnikiem wykorzystania napięcia anodowego lamp modulatoryjnych, któremu jest liczbowo równa. Jak wynika z poprzednich rozważań<sup>2)</sup> w warunkach nieskażonego wzmocnienia, wielkość ta (którą łatwo znaleźć, kreśląc w układzie charakterystyk lamp modulatoryjnych prostą spadku napięcia dla  $r_g$ ) naogół nie może przekroczyć wartości  $0,7 \div 0,8$  i z taką też maksymalną głębokością modulacji należy się liczyć w układach o wspólnym napięciu anodowym.

Chcąc osiągnąć pełną modulację, należy się uciec do jednego z dwu środków:

- podwyższenia napięcia modulującego przez transformator (modulacja t. zw. transformatorowa),
- obniżenie napięcia anodowego na lampie generatorowej przez włączenie oporu w obwód zasilający.

a) *Modulacja transformatorowa* sprowadza się do układu rys. 205,



Rys. 205.

w którym w obwód anodowy lampy generatorowej zamiast dławika jest

<sup>1)</sup> Patrz rozdział IV, § 3, str. 141 i następne.

<sup>2)</sup> Patrz rozdział III, § 16, str. 101 i następne oraz rozdział IV, § 10, str. 168.

załączone wtórne uzwojenie transformatora, którego uzwojenie pierwotne jest zasilane przez lampę modulacyjną.

Aby przekładnia transformatora mogła wyrównać niewykorzystanie napięcia anodowego lampy modulacyjnej, musi ona mieć wartość:

$$q = \frac{z_2}{z_1} = \frac{1}{\xi}. \quad (372)$$

Wobec tego opór generatora przeniesiony do obwodu pierwotnego transformatora, sprowadza się do wielkości <sup>1)</sup>:

$$r'_g = \frac{1}{q^2} r_g = \xi^2 r_g. \quad (373)$$

Dla wielkości tej kreśli się prostą spadku napięcia na wykresie charakterystyk lamp modulacyjnych.

Jeżeli więc charakterystyki lamp dopuszczają głębokość modulacji 0,7, to przekładnia podwyższająca transformatora powinna wynosić

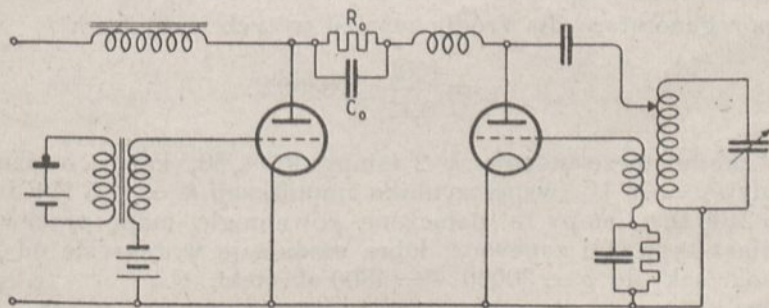
$$q = \frac{1}{0,7} \cong 1,43,$$

czemu odpowiada opór generatora przeniesiony do obwodu lamp modulacyjnych:

$$r'_g \cong \frac{r_g}{1,43^2} \cong \frac{r_g}{2}.$$

Zastosowanie transformatora modulującego ma jeszcze i tę dogodność, że przez nawinięcie obu uzwojeń w kierunkach przeciwnych można częściowo skompensować działanie amperozwojów prądu stałego w rdzeniu transformatora.

b) *Obniżenie napięcia generatora* osiąga się, włączając w obwód anodowy generatora (rys. 206) opór  $R_o$  taki, aby wywołany na nim spadek napięcia prądu stałego z generatora sprowadził napięcie  $U_a$  gene-



Rys. 206.

ratora do wartości amplitudy napięcia zmiennego, dostarczonego przez modulator.

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 75.

Przy projektowaniu oblicza się generator dla odpowiednio obniżonego napięcia:

$$U'_a = \xi_m U_a, \quad (374)$$

skąd znajduje się składową stałą prądu anodowego generatora  $I_a$ . Teraz łatwo znaleźć wartość oporu zniżającego napięcie:

$$R_o = \frac{U_a - U'_a}{I_a}. \quad (375)$$

Opór  $R_o$  musi być zabocznikowany kondensatorem  $C_o$  o takiej pojemności, aby jego opór urojony przy najmniejszej częstotliwości modulującej był znacznie mniejszy od  $R_o$ .

### 10. Przykład obliczenia modulacji anodowej.

Lampa generatorowa Philips TC 1/75 pracuje w warunkach następujących:

$$U_a = 1000 \text{ V}, \quad I_a = 120 \text{ mA}.$$

Moc dostarczona do generatora wynosi więc:

$$P_{1o} = 1000 \cdot 0,12 = 120 \text{ W}.$$

Przy  $\eta = 0,6$  daje to moc użyteczną:

$$P_{2o} = 0,6 \cdot 120 = 72 \text{ W}.$$

Wobec tego obciążenie anody wynosi

$$P_{ao} = P_{1o} - P_{2o} = 120 - 72 = 48 \text{ W}$$

przy dopuszczalnej obciążalności anody 75 W.

Opór generatora dla źródła wynosi w tych warunkach

$$r_g = \frac{1000}{0,12} \cong 8300 \Omega.$$

W modulatorze stosujemy 2 lampy MC 1/60, każda o obciążalności anody  $P_a = 75 \text{ W}$ , współczynniku amplifikacji  $K = 12,5 \text{ V/V}$  i oporności  $\rho = 2100 \Omega$ . Lampy te połączone równolegle mają pracować jako wzmacniacz typu A i zapewnić dobrą modulację w zakresie od  $p = 200$  ( $\nu = 33 \text{ okr/sek}$ ) do  $p = 30000$  ( $\nu = 4800 \text{ okr/sek}$ ).

Dane powyższe pozwalają obliczyć indukcyjność dławika modulatoryjnego ze wzoru (363), przy założeniu  $p = 200$  i  $n = 0,8$ .

Wobec równoległego połączenia obu lamp oporność ich wynosi:

$$\rho_m = \frac{2100}{2} \cong 1050 \Omega,$$

co daje:

$$\alpha = \frac{\rho_m}{r_g} \cong \frac{1050}{8300} \cong 0,13,$$

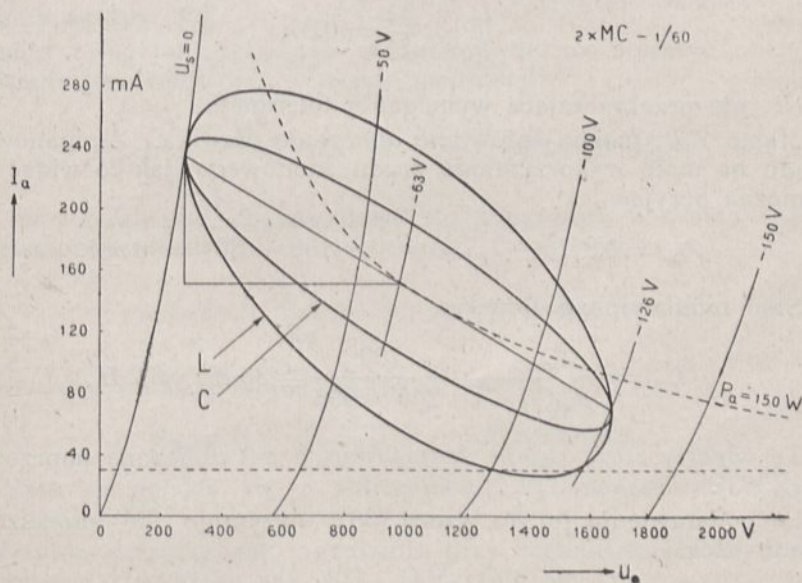
a więc odpowiadające tej wielkości graniczne wzmocnienie napięciowe (dla średnich wartości zakresu) będzie:

$$k_{\text{lim}} = \frac{12,5}{1,13} \cong 11.$$

Stąd otrzymuje się indukcyjność dławika:

$$L = \frac{\rho_m}{p_{\text{min}}(1+\alpha)} \cdot \frac{n}{\sqrt{1-n^2}} = \frac{1050}{200 \cdot 1,13} \cdot \frac{0,8}{0,6} = 6,2 \text{ H}.$$

Mając do rozporządzenia wykresy charakterystyk  $I_a = f(U_a)$  lampy modulacyjnej, można szczegółowo zbadać warunki pracy, a w szczególności sprawdzić, czy indukcyjność obliczona poprzednio jest wystarczająca ze względu na zniekształcenia amplitudy układu. Na rys. 207 otrzy-



Rys. 207.

mano zbiorów charakterystyk 2 lamp MC 1/60 połączonych równolegle, mnożąc rzędne odpowiadające charakterystyce jednej lampy przez dwa. Obrany początkowy punkt pracy lamp  $U_a = 1000 \text{ V}$ ,  $I_a = 150 \text{ mA}$ , znajduje się przez interpolację charakterystyk

$$U_s \cong -63 \text{ V}.$$

Zgodnie z przybliżonym równaniem (101) można ocenić minimalny prąd anodowy na <sup>1)</sup>:

$$J_{a \min} \cong 0,2 I_a = 30 \text{ mA}.$$

Następnie aby znaleźć warunki pracy przy częstotliwościach średnich, kreśli się przez punkt pracy prostą spadku napięcia pod kątem:

$$\operatorname{tg} \alpha = R_a = 8300 \Omega,$$

i z niej znajduje się maksymalną amplitudę napięcia modulującego:

$$V_{zm} \cong 700 \text{ V}.$$

A więc można osiągnąć głębokość modulacji:

$$m = \frac{V_{zm}}{U_a} \cong 0,7,$$

a sprawdzenie obu odcinków prostej roboczej daje:

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{32}{33} = 0,97,$$

wartość, nie przekraczającą wymaganej tolerancji.

Mając  $V_{zm}$ , można sprawdzić obliczenie dławika. A mianowicie, ze względu na małe wykorzystanie prądu anodowego, jak to widać na rys. 207, można przyjąć:

$$J_{lm} = 0,8(I_a - J_{a \min}) = 0,8(150 - 30) = 96 \text{ mA}.$$

Stąd indukcyjność dławika:

$$L'_m = \frac{V_{zm}}{p_{\min} J_{lm}} \cong \frac{700}{200 \cdot 0,096} \cong 36 \text{ H} > 6,2 \text{ H}.$$

Tę więc wartość należy zastosować, a nie obliczoną poprzednio ze wzoru (363).

Po podstawieniu jej do wzoru (362) otrzymuje się zniekształcenie częstotliwości:

$$n = \frac{1 + \alpha}{\sqrt{(1 + \alpha)^2 + \frac{\rho_m^2}{p^2 L_m^2}}} = \frac{1,13}{\sqrt{1,28 + 0,021}} \cong 0,99,$$

a więc znikomo małe.

Pozostaje jeszcze do sprawdzenia elipsa obciążenia pojemności-

<sup>1)</sup> Patrz rozdział III, § 15, str. 100.



wego. Przyjmując  $C_2 = 10^{-9} F$  i oceniając pozostałe pojemności na  $200 \cdot 10^{-12} F$ , otrzyma się łącznie:

$$C_m = 1,2 \cdot 10^{-9} F.$$

Stąd dla  $p_{\max} = 30000$ , otrzyma się amplitudę prądu pojemnościowego z równania (366):

$$J_{c_m} = 700 \cdot 30000 \cdot 1,2 \cdot 10^{-9} = 0,025 A,$$

niema więc obawy, aby upływność pojemnościowa mogła spowodować zniekształcenie amplitudy.

Zniekształcenie częstotliwości w tych warunkach, zgodnie z równaniem (365), wyniesie:

$$n' = \frac{1 + \alpha}{\sqrt{(1 + \alpha)^2 + \rho_m^2 p^2 C_m^2}} = \frac{1,13}{\sqrt{1,13^2 + 1050^2 \cdot 3^2 \cdot 10^8 \cdot 1,2^2 \cdot 10^{-18}}} \cong 1,$$

i jest również znikomo małe.

Elipsy odpowiadające obu krańcowym przypadkom obciążenia są wykreślone na rys. 207.

Znając osiągalną głębokość modulacji, można obliczyć obciążenie anody lampy generatorowej w czasie modulacji:

$$P_a = \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) P_{a0} = \left(1 + \frac{0,7^2}{2}\right) 48 \cong 60 W.$$

Średnia moc pierwotna, doprowadzona do generatora w czasie największej głębokości modulacji:

$$P_1 = \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) P_{10} \cong 1,25 \cdot 120 \cong 150 W.$$

Modulator musi więc pokryć różnicę mocy:

$$P_m = P_1 - P_{10} = 150 - 120 = 30 W.$$

Wynik ten zgadza się z obliczeniem, wykonanem na podstawie wykresu rys. 207.

Warunki energetyczne modulatora przy częstotliwościach średnich łatwo obliczyć z wykresu rys. 207. Odczytuje się z niego:

$$V_{z_m} = 700 V, \quad I_{z_m} = 0,084 A,$$

skąd:

$$P_{2m} = \frac{700 \cdot 0,084}{2} \cong 30 W,$$

co, wobec mocy pierwotnej modulatora:

$$P_1 = 1000 \cdot 0,15 = 150 W,$$

daje: 
$$\eta_m = \frac{30}{150} = 0,2,$$

niezbędna zaś amplituda wzbudzenia wynosi:

$$V_{sm} = 63 \text{ V}.$$

Wartości na moc modulującą i amplitudę łatwo sprawdzić algebraicznie, gdyż:

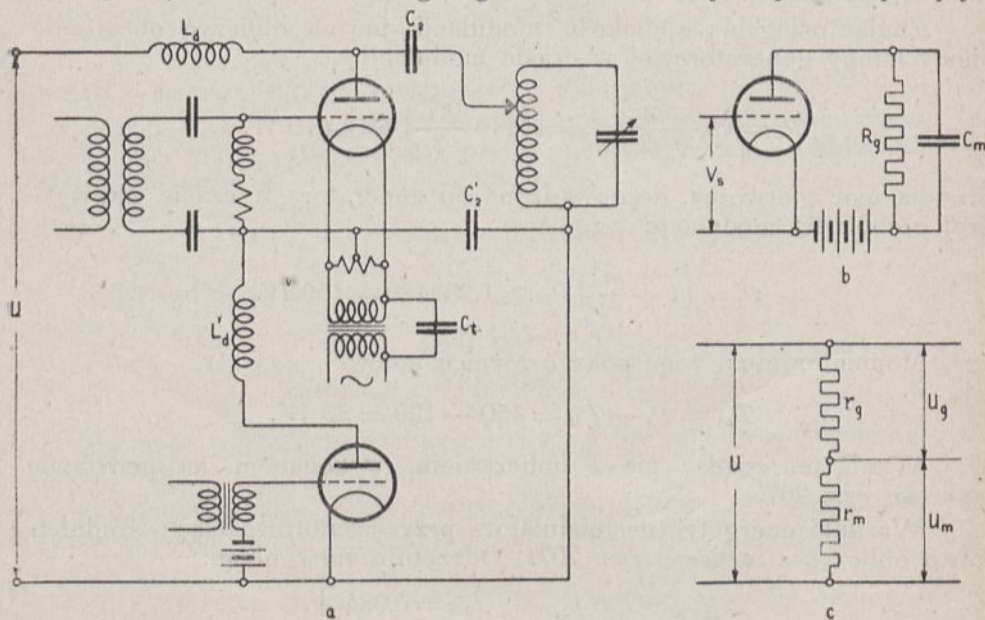
$$P_{2m} = \frac{m^2}{2} P_{g10} = \frac{0,49}{2} 120 \cong 30 \text{ W},$$

zaś:

$$V_{sm} = \frac{V_{zm}}{k_{lim}} = \frac{700}{11} \cong 63 \text{ V}.$$

### 11. Modulacja szeregową <sup>1)</sup>.

Odmianą modulacji anodowej generatora lampowego jest t. zw. *modulacja szeregową*, (rys. 208 a) polegająca na tem, że lampa modulacyjna jest połączona w szereg z generatorem. Aby zapobiec przepły-



Rys. 208.

wowi prądu szybkozmiennego przez modulator, chroni się go dławikiem

<sup>1)</sup> Patrz: W. T. Ditcham, Series Modulation. Marconi Review nr. 41. (Referat w Prz. Radj. XI, r. 1933, str. 117 ÷ 119).

M. Rajewski i F. Schoen, O najkorzystniejszych warunkach pracy modulatora w układzie modulacji szeregowej. Prz. Radj. XIII, r. 1935, str. 1 ÷ 4.

wielkiej częstotliwości  $L'_a$ . Układ szeregowy ma tę poważną wyższość nad równoległym, że dzięki niemu unika się stosowania dławika modulatoryjnego, a tem samem zniekształcenia najmniejszych częstotliwości. Daje on więc charakterystykę modulacji korzystniejszą dla najniższych tonów, niż układ równoległy.

Układ rys. 208 a można sprowadzić do układu szeregowo zasilanego wzmacniacza oporowego, w którym opór anodowy zastępuje opór generatora  $r_g$ . Wskutek szeregowego zasilania napięcie źródła anodowego musi być równe sumie obu napięć:  $U_g$  i  $U_m$  (rys. 208 c).

Głębokość modulacji w tym układzie, podobnie zresztą jak w dławikowym, wynosi:

$$m = \frac{V_{zm}}{U_a} = \frac{\xi U_m}{U_a}. \quad (376)$$

Chcąc więc osiągnąć głębokość modulacji  $m = 1$ , należałoby rozdzielić napięcie tak, aby średnie napięcie zasilające modulatora wynosiło:

$$U_m = \frac{U_a}{\xi}. \quad (376 a)$$

Z szeregowego połączenia obu lamp wynika oczywiście, że średni prąd anodowy płynący przez obie lampy jest ten sam, a odpowiedni rozkład napięć osiąga się przez dobór początkowego napięcia siatki modulatora.

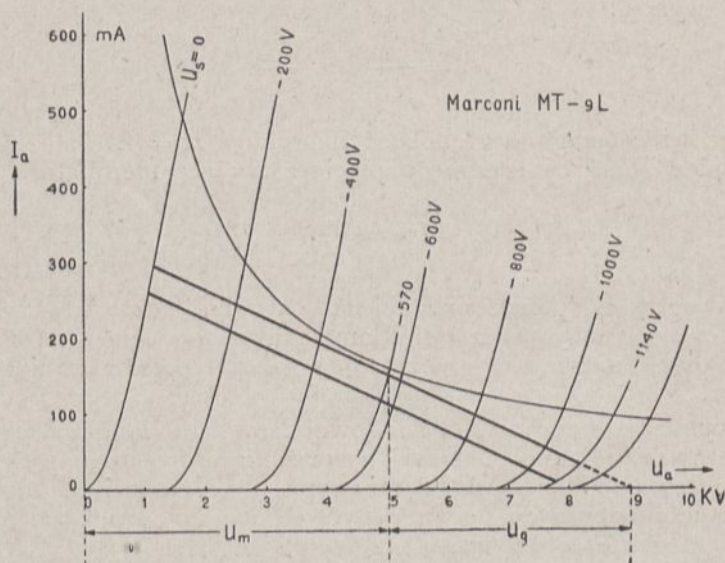
W wyborze obciążalności anodowej lampy lub lamp modulatoryjnych należy kierować się temi samemi rozważaniami co w odniesieniu do modulacji dławikowej z modulatorem typu A. A więc i tu obciążalność anod lamp modulatoryjnych powinna być odpowiednio większa, niż obciążalność lamp generatorowych.

Przebiegi modulacji szeregowy oddaje najlepiej wykres w układzie charakterystyk  $I_a = f(U_a)$  lampy modulatoryjnej.

Modulacja szeregową może być stosowana dla stopni o niewielkiej stosunkowo mocy, pracujących na lampach generatorowych typu oszczędnościowego lub conajmniej półoszczędnościowego. Przyczyna tego ograniczenia leży w żarzeniu lampy generatorowej. A mianowicie, że względu na to, że katoda tej lampy jest pod wysokiem napięciem i w dodatku, aby nie pogorszyć warunków modulacji dla wyższych tonów, lampa ta musi mieć małą pojemność względem ziemi, odpada więc możliwość stosowania do żarzenia prądnicę prądu stałego i jako jedyne źródło żarzenia pozostaje transformator prądu zmiennego o specjalnie małopojemnościowym uzwojeniu wtórnem. Ponadto żarzenie prądem zmiennym, o ile jego natężenie przekroczy pewne granice, wywołuje wahania prądu anodowego wskutek oddziaływania „magnetronowego” pola magnetycznego prądu żarzenia na ładunek przestrzenny katody<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Uwagi łaskawie udzielone przez p. inż. W. Rabęckiego, dyrektora Stacji Radjofonicznej Warszawa I.

Często w układach modulacji szeregowej stosuje się uziemienie bezpośrednie katody lampy generatorowej. Wówczas katoda lampy modulacyjnej znajduje się pod wysokim napięciem względem ziemi. W tym przypadku unika się upływu prądów szybkozmiennych do ziemi przez pojemność lampy modulacyjnej i doprowadzeń prądowych. Należy jednak wtedy stosować transformator żarzenia o większej mocy, gdyż lampy modulacyjne w tym układzie, pracując na prostolinijnej części charakterystyk, winny mieć prąd emisyjny większy od lamp generatorowych. Dla układów małej mocy korzystnie jest stosować lampy o żarzeniu pośrednim.



Rys. 209.

Jako przykład może posłużyć lampa modulacyjna Marconiego *MT 9 L*, obciążona lampą generatorową *MT 14* (rys. 209). Dane tych lamp są następujące:

Lampa generatorowa:

$$U_{a(\max)} = 4000 \text{ V}, \quad I_{a(\max)} = 150 \text{ mA},$$

$$P_a = 400 \text{ W}, \quad r_g = \frac{4000}{0,15} \cong 26700 \Omega.$$

Lampa modulacyjna:

$$U_{a(\max)} = 5000 \text{ V}, \quad P_a = 800 \text{ W}, \quad (I_a = 160 \text{ mA}).$$

Maksymalne napięcie zasilające układ wyniesie więc 9000 V. Kreśląc z punktu 9 kV na osi odciętych prostą spadku napięcia dla

$r_g = 26700 \Omega$  otrzymuje się charakterystykę modulacji układu. Początkowemu punktowi pracy lampy modulacyjnej dla napięcia anodowego  $5 kV$  odpowiada prąd anodowy  $150 mA$  przy napięciu siatki około  $U_s = -565 V$ .

W tych warunkach będzie:

$$J_{a \min} \cong 0,2 I_a \cong 30 mA,$$

co zresztą jest spełnione na wykresie, gdzie przy wahanach napięcia siatki od zera do  $2.570 = 1140 V$ , prąd anodowy dochodzi swoim minimum do tej mniej więcej wartości.

Że w tych granicach dopuszczalne zniekształcenia amplitudy nie są przekroczone, świadczy stosunek:

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{27,6}{33,75} = 0,82,$$

czemu, zgodnie z krzywą rys. 60, odpowiada  $k \cong 0,05$ .

Z rysunku 209 można znaleźć

$$V_{zm} = \frac{8200 - 1200}{2} = 3500 V.$$

Jednakże wskutek istnienia harmonicznych parzystych nastąpiło pewne przesunięcie początkowego punktu pracy, tak iż jako średnie napięcie anodowe lampy modulacyjnej należy uważać wartość:

$$U'_{am} = V_{zm} + v_{a \min} = 3500 + 1200 = 4700 V,$$

wobec czego średnie napięcie anodowe generatora wynosi:

$$U'_g = U_a - U'_{am} = 9000 - 4700 = 4300 V.$$

Dowodzi to pewnego przeciążenia lampy generatorowej.

Głębokość modulacji w tych warunkach będzie wynosiła:

$$m = \frac{V_{zm}}{U'_g} = \frac{3500}{4300} \cong 0,82.$$

Możnaby spróbować zbliżyć się do pełnej modulacji, obniżając np. napięcie zasilające układ do około  $8000 V$ , przy tem samym napięciu anodowym lampy modulacyjnej, co dałoby się osiągnąć, przyjmując  $U_s \cong -585 V$ . W ten sposób rozkład napięć zmieniłby się na korzyść lampy modulacyjnej, co przy zwiększonej amplitudzie napięcia wzbudzają-

cego powinnyby dać pogłębienie modulacji. Jednakże, jak łatwo sprawdzić, zwiększyłyby się zniekształcenia amplitudy, dając:

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{24,5}{34} = 0,72,$$

czemu odpowiada  $k = 0,0825$ .

Takie zniekształcenia można tolerować w nadajniku, nie przeznaczonym do reprodukcji artystycznej.

Z rys. 209 znajduje się amplitudę napięcia modulującego:

$$V_{zm} = \frac{7350 - 1100}{2} \cong 3100 \text{ V},$$

i średnie napięcie anodowe modulatora:

$$U'_m = 3100 + 1100 = 4200 \text{ V},$$

oraz generatora:

$$U'_g = 8000 - 4200 = 3800 \text{ V}.$$

Stąd otrzymuje się głębokość modulacji:

$$m = \frac{3100}{3800} = 0,82.$$

Jak stąd widać, praktycznie nie zwiększono głębokości modulacji pogarszając jedynie jej jakość.

---

Warunki energetyczne i zachowanie się modulatora przy obciążeniu urojonem, odpowiadającym częstotliwościom największym, zbadać można na zasadzie wykresu rys. 209 w sposób analogiczny, jak to pokazano dla modulacji równoległej w § 10.

Przy modulacji szeregowej pełna składowa małej częstotliwości a więc cała składowa zmienna prądu anodowego modulatora (i generatora) przepływa przez źródło napięcia anodowego, a więc przeważnie i przez filtr prostownika. Wady tej nie posiada zasilanie równoległe układu modulacji anodowej, gdyż tam do źródła napięcia anodowego dochodzi jedynie prąd magnesujący dławik modulacyjny, ewentualnie prąd magnesujący transformatora. Stąd wynika, że dla układu modulacji szeregowej filtr prostownika musi być budowany inaczej, niż dla układu o zasilaniu równoległym. Mianowicie przy modulacji szeregowej oporność filtru dla najmniejszych częstotliwości modulacyjnych musi być wielokrotnie mniejsza niż przy modulacji anodowej o zasilaniu równoległym<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Patrz W. Kowalski i C. Tan, Warunki pracy urządzeń prostowniczych dla zasilania obwodów anodowych radjostacyj fonicznych. Prz. Radj. XII, r. 1934, str. 109 ÷ 112.

## 12. Modulacja w obwodzie siatkowym.

Pojęcie modulacji siatkowej nie jest tak ściśle zdefiniowane, jak pojęcie modulacji anodowej, która określa wyraźnie sposób pracy generatora modulowanego.

Z pośród wielu sposobów, objętych nazwą modulacji siatkowej, można podać następujące jako najbardziej charakterystyczne:

- modulacja na zakrzywieniu charakterystyk lampy,
- modulacja siatkowa z dławikiem anodowym,
- modulacja zapomocą zmiennego wzbudzenia,
- modulacja zapomocą zmian początkowego napięcia siatkowego,
- modulacja zapomocą zmiennego oporu wpływowego siatki.

Z wymienionych tu systemów najważniejsze znaczenie praktyczne mają systemy wymienione pod d) i e), dlatego też w dalszym ciągu będą rozpatrzone szczegółowo. Pozostałe systemy są objaśnione w najogólniejszych zarysach.

a) *Modulacja na zakrzywieniu charakterystyk* (van der Bijl) opiera się na teorii, podanej w tomie I na str. 184.

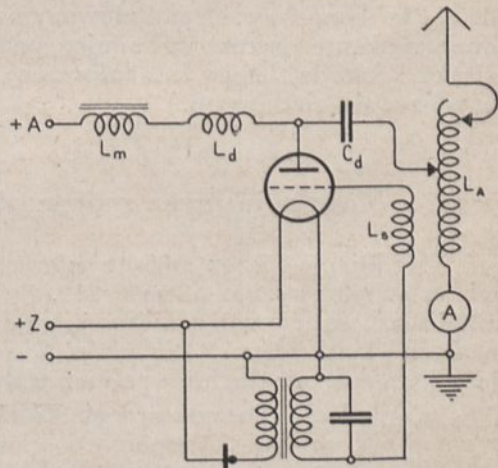
Działanie tej modulacji wymaga kwadratowego przebiegu charakterystyki roboczej tej lampy, w której obwodzie siatkowym nakładają się napięcia wzbudzające i modulujące, dając jako wypadkową przebieg szybkozmienny o modulowanej amplitudzie.

Ze względu na brak lamp nadawczych o odpowiedniej charakterystyce ten system modulacji nie jest praktycznie stosowany.

b) *Modulacja siatkowa z dławikiem anodowym* (M. Latour 1916), bardzo rozpowszechniona w stacjach samowzbudnych starszego typu (rys. 210), jest, ściśle biorąc, modulacją anodową w tej samej lampie, będącej równocześnie generatorem i modulatorem. Pomijając już niemożność dobrania właściwych warunków dla lampy, pracującej jako modulator, system ten narażony jest przy głębszej modulacji na zrywanie drgań.

Dlatego też stacje tego typu mają modulację stosunkowo płytką (nie przekraczającą naogół 25<sup>0</sup>/<sub>0</sub>) i wątpliwej jakości.

Układ ten daje jednakże stosunkowo dobre wyniki przy modulacji tonem dla celów telegraficznych, chociaż ze względu na nieprawidłowy kształt obwiedni modulacji (zrywania) i silną modulację częstotliwości promieniuje nadmiernie szerokie widmo częstotliwości. Znajduje on więc zastosowanie tylko na stacjach, które nie są

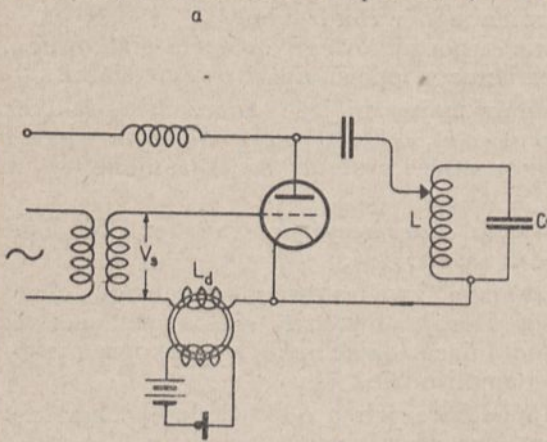


Rys. 210.

ograniczone w tym kierunku przepisami międzynarodowymi, jak np. stacje okrętowe małej mocy o falach 600 metrowych.

Charakterystyczne dla tego układu jest zmniejszanie się mocy w razie przemodulowania, co jest wynikiem dłuższych przerw we wzbudzeniu generatora.

c) *Modulacja ze zmiennym wzbudzeniem.* Typowym jej przykładem jest modulacja zapomocą dławika wielkiej częstotliwości, nasyconego prądem stałym<sup>1)</sup>, w obwodzie siatki generatora obcowzbudnego (Tow. C. Lorenz, Mandelstam i Papalexii, rys. 211). Układ ten, dopuszczający



Rys. 211.

przy obcym wzbudzeniu znaczną stosunkowo głębokość modulacji, jest stosowany dzięki swojej prostocie zwłaszcza w stacjach lotniczych.

Działanie generatora, modulowanego przez zmianę wzbudzenia, sprowadza się do pracy wzmacniacza prądów modulowanych. Zarówno bowiem tu jak i tam w obwodzie siatkowym działa stałe napięcie początkowe i zmienne napięcie wzbudzące. Zasadnicza różnica leży jedynie w sposobie wytwarzania

zmian amplitudy napięcia wzbudającego. We wzmacniaczu prądów modulowanych działa napięcie wzbudzące o zmiennej amplitudzie, w generatorze, modulowanym przez zmianę wzbudzenia, napięcie doprowadzone przez wzbudnicę jest stałe, zmiany zaś napięcia między siatką i katodą lampy modulowanej wywołuje się przez zmiany oporu w obwodzie siatkowym.

### 13. Modulacja przez zmianę ujemnego napięcia siatkowego.

Modulacja przez zmianę ujemnego napięcia siatkowego, przedstawiona schematycznie na rys. 212, opiera się na prostolinijnej zależności amplitudy składowej zmiennej prądu anodowego od zmian ujemnego napięcia siatkowego. Dla prawidłowego działania modulacji siatkowej jest jednakże niezbędne spełnienie dwu warunków, a mianowicie:

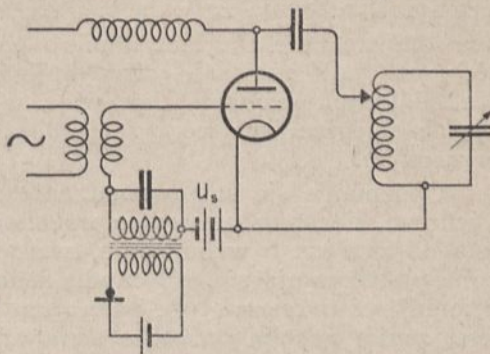
- napięcie początkowe siatki  $U_s$  musi być stałe (a więc nie może być osiągnięte zapomocą oporu upływowego),
- wzbudzenie musi być obce.

Można wprawdzie i w generatorze samowzbudnym otrzymać dobrą

<sup>1)</sup> Patrz § 1. tego rozdziału.

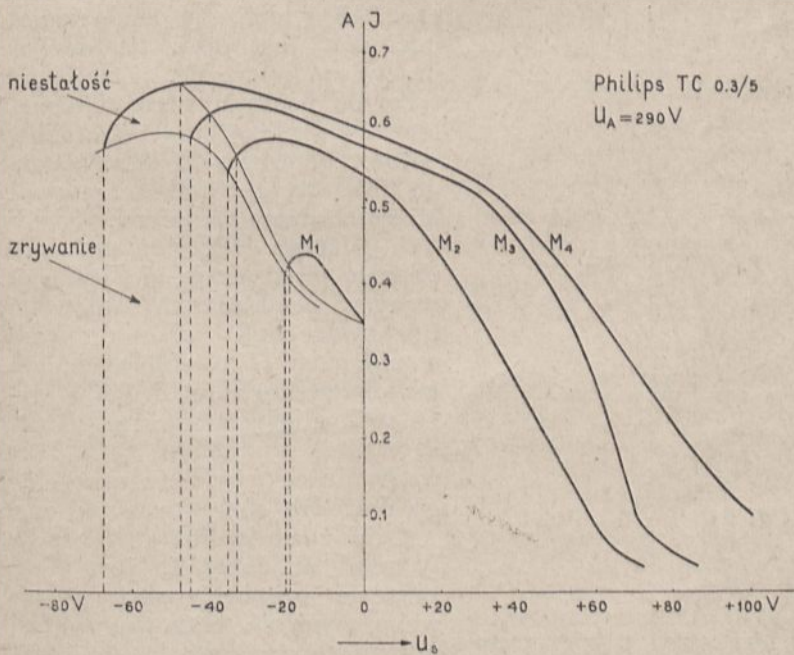


modulację o niewielkiej stosunkowo głębokości<sup>1)</sup>, jednakże praca w tych warunkach jest niepewna i przy niewłaściwie dobranych napięciu początkowym i głębokości modulacji następuje zrywanie się drgań, połączone ze znacznym zniekształceniem przebiegu modulacji. Warunki pracy samowzbudnego generatora modulowanego napięciem siatki charakteryzują najlepiej krzywe zrywania drgań (Reissdiagramme, H. Rukop), rys. 213.



Rys. 212.

Krzywe te otrzymuje się, mierząc przy stałym sprzężeniu zwrotnym  $M$  składową zmienną  $J_z$  prądu anodowego lub prąd  $J$  w obwodzie rezonansowym w zależności od zmian początkowego napięcia siatki  $U_s$ . Szereg krzywych, zdjętych przy różnych wartościach  $M$ , daje powierzchnię zrywania



Rys. 213.

drgań generatora samowzbudnego. Dla krzywych:

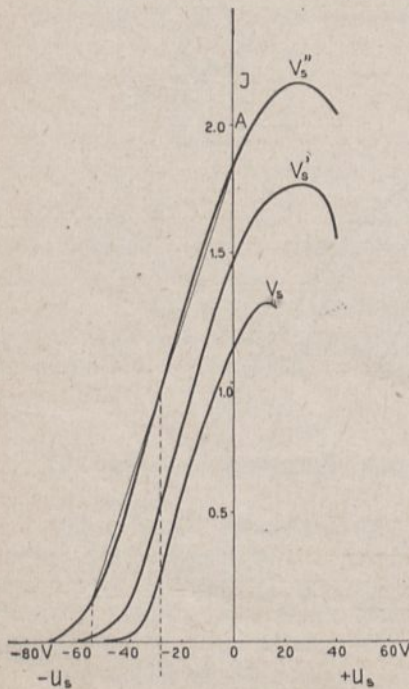
$$J_z = f(U_s) \quad \text{lub} \quad J = f(U_s)$$

<sup>1)</sup> Patrz J. Groszkowski i Z. Jelonek, O zachowaniu się generatora własnowzbudnego przy modulacji siatkowej. Prz. Radj. XII, r. 1934, str. 17 ÷ 21.

charakterystyczne jest to, że na pewnej przestrzeni prąd zmienny jest jednoznaczna funkcją napięcia początkowego siatki, przy pewnej zaś wartości  $U_s'$  drgania zrywają się nagle, a pojawiają się ponownie przy powrotnej zmianie  $U_s$ , lecz dopiero po przejściu poza wartość  $U_s'$ , przy której nastąpiło zerwanie. Zrywanie może występować w jednym lub dwu miejscach krzywej. Jak więc widać, krzywe zrywania przypominają przebiegiem krzywe przeciągania prądu w samowzbudnym układzie sprzężonym.

Opóźnianie się samowzbudzenia generatora wyjaśnia się tem, że w jednym kierunku generator przechodzi z zakresu o wzbudzeniu miękkim do zakresu o wzbudzeniu twardym, Jednakże drgania już wzbudzone podtrzymują się. Z chwilą jednak zerwania się drgań punkt pracy musi być przesunięty z powrotem do zakresu o wzbudzeniu miękkim, zanim nastąpi ponowne samowzbudzenie.

Dla modulacji siatkowej nadają się oczywiście tylko prostolinijne odcinki krzywych, odpowiadające proporcjonalności między  $U_s$  i  $J_z$ . Ponadto, aby osiągnąć głęboką stosunkowo modulację przy niezbyt wielkich amplitudach napięcia modulującego, należy obierać odcinki o możliwie dużym nachyleniu. Z wykresów



Rys. 214.

rys. 213 widać, że znalezienie takich odcinków jest dość trudne i warunki pracy są krytyczne. Zależą one nie tylko od początkowego napięcia siatki, lecz i od sprzężenia zwrotnego w generatorze, przyczem kontrola należytego doboru tych wielkości jest w eksploatacji bardzo utrudniona.

Dlatego też ten typ modulacji obecnie praktycznie nie jest już stosowany w generatorach samowzbudnych. Rozpowszechnił się on natomiast w układach obcowzbudnych, gdzie nie ma obawy zerwania drgań, a proporcjonalność między napięciem początkowym a prądem zmiennym jest zachowana w granicach o wiele szerszych, jak tego dowodzą charakterystyki rys. 214.

Można również stwierdzić, że stały prąd anodowy  $I_a$  jest w szerokim zakresie proporcjonalny do początkowego napięcia siatkowego. Dzięki temu można przyjąć:

$$\frac{J_{zm}}{I_a} = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \cong \text{const.} \quad (377)$$

Widać również na rys. 87, że krzywe  $\alpha_0$  i  $\alpha_1$  w dość szerokim zakresie zmian kąta  $\vartheta$  są zbliżone do linii prostych.

W generatorach małej mocy modulacja odbywa się wprost zapomocą mikrofonu i transformatora mikrofonowego, którego wtórne uzwojenie jest zwarte dla wielkiej częstotliwości kondensatorem obejściowym.

W urządzeniach większej mocy moduluje się generator za pośrednictwem odpowiedniego wzmacniacza.

Tok obliczenia generatora obcowzbudnego, modulowanego w obwodzie siatki jest analogiczny do toku obliczenia wzmacniacza modulowanego. I tu również punkt wyjścia stanowi moc szczytowa, która wynosi:

$$P_{2m} = \frac{V_{zm} J_z \max}{2} = \frac{\xi_m U_a \alpha_1 J_{am}}{2}.$$

Jako  $J_z \max$  biera się maksymalną wartość prądu zmiennego odpowiadającą prostoliniowej części charakterystyki modulacji. Mając zaś najmniejsze wartości prądu  $J_z \min$  na części prostoliniowej, można znaleźć (rys. 215) średni prąd zmienny (prąd niemodulowany):

$$J_{zo} = \frac{J_z \max + J_z \min}{2}, \quad (378)$$

oraz głębokość modulacji:

$$m = \frac{J_{zo} - J_z \min}{J_{zo}} = \frac{J_z \max - J_z \min}{J_z \max + J_z \min}. \quad (379)$$

W braku dynamicznej charakterystyki modulacji można oprzeć się na charakterystykach statycznych lampy generatorowej. Określa się wówczas  $J_{am}$  w sposób analogiczny jak dla wzmacniacza prądów modulowanych, i, przyjmując głębokość modulacji nie większą niż  $0,7 \div 0,8$ , oblicza się generator w podobny sposób, jak wzmacniacz prądów modulowanych w rozdziale IV.

A mianowicie, obrawszy  $J_{am}$  tak, aby uniknąć zniekształceń, oblicza się wielkości  $U_{sm}$ ,  $V_{sm}$ ,  $\xi_m$ ,  $\alpha_0$  i  $\alpha_1$  jak dla generatora telegraficznego. Stąd oblicza się maksymalne moce pierwotną i wtórną oraz sprawność generatora dla warunków szczytowych.

Znając:

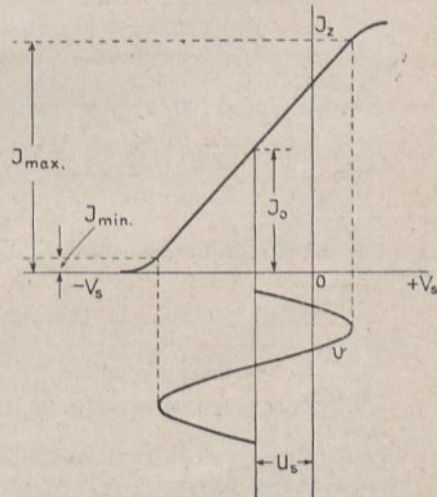
$$V_{zm} = \xi_m U_a$$

oraz

$$J_{zm} = \alpha_1 J_{am},$$

oblicza się niezbędny opór zastępczy obwodu rezonansowego:

$$R_z = \frac{V_{zm}}{J_{zm}}. \quad (380)$$



Rys. 215.

Przy prądzie nośnym otrzymuje się:

$$J_{zo} = \frac{J_{zm}}{1+m}, \quad (381)$$

$$V_{zo} = \frac{V_{zm}}{1+m} = \frac{\xi_m}{1+m} U_a, \quad (382)$$

$$P_{2o} = \frac{V_{zo} J_{zo}}{2} = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2(1+m)^2} = \frac{P_{2m}}{(1+m)^2}. \quad (383)$$

Wreszcie przy założeniu, że  $\frac{\alpha_1}{\alpha_o} = \text{const}$ . powinno być:

$$I_{ao} = \frac{J_{am}}{1+m}, \quad (384)$$

oraz

$$P_{1o} = U_a I_{ao} = \frac{U_a J_{am}}{1+m} = \frac{P_{1m}}{1+m}. \quad (385)$$

Sprawność w warunkach spoczynkowych wynika z równań (383) i (385):

$$\eta_o = \frac{P_{2o}}{P_{1o}} = \frac{P_{2m}}{(1+m)^2} \cdot \frac{1+m}{P_{1m}} = \frac{\eta_m}{1+m}. \quad (386)$$

Średnia moc wtórna w ciągu modulacji wynosi:

$$P_2 = \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) P_{2o}, \quad (387)$$

co, przy stałości mocy pierwotnej, daje:

$$\eta_1 = \eta_o \left(1 + \frac{m^2}{2}\right). \quad (388)$$

Obliczenia te są oparte na założeniu, że  $\frac{\alpha_1}{\alpha_o} = \text{const}$ , czyli że kąt  $\vartheta$  w ciągu całego przebiegu modulacji pozostaje stały. O ile założenie takie wprowadza nieznaczny stosunkowo błąd do obliczeń mocy, to jednak jest ono niewystarczające dla obliczenia ujemnego napięcia siatkowego w stanie spoczynku.

*Przykład obliczenia modulacji siatkowej.*

Należy obliczyć modulację siatkową dla lampy TC 1/75 o danych następujących:  $U_a = 1500 \text{ V}$ ,  $I_{ns} = 1,5 \text{ A}$ ,  $P_a = 75 \text{ W}$ ,  $K = 25 \text{ V/V}$ ,  $S = 5 \text{ mA/V}$ .

Głębokość modulacji przyjęto  $m = 0,7$ ,  $v_{a \min}$ , zgodnie z charakterystykami firmowemi, jest równe 250 V.

Stąd:

$$V_{zm} = U_a - v_{a \min} = 1500 - 250 = 1250 \text{ V},$$

a zatem

$$\xi_m = \frac{V_{zm}}{U_a} = \frac{1250}{1500} = 0,835.$$

W spoczynku będzie:

$$\xi_o = \frac{\xi_m}{1+m} = \frac{0,835}{1,7} \cong 0,49.$$

Ze względu na duży prąd nasycenia lampy można mieć pewność, że przy mocy szczytowej punkt pracy nie wkroczy w zakres spłaszczenia charakterystyki. Za punkt wyjścia dla obliczeń można więc obrać moc spoczynkową.

Przyjmujemy  $\vartheta_o = 65^\circ = 0,361 \pi$ . Odpowiadają temu współczynniki (rys. 87):

$$\cos \vartheta_o = 0,42, \quad \alpha_o = 0,235, \quad \alpha_1 = 0,42,$$

wobec czego można obliczyć sprawność spoczynkową lampy:

$$\eta_o = \xi_o \frac{\alpha_1}{2 \alpha_o} = 0,49 \cdot \frac{0,42}{0,47} \cong 0,44.$$

Przy obciążalności anody  $P_a = 75 \text{ W}$  moc pierwotna generatora może wynosić:

$$P_1 = \frac{P_a}{1 - \eta_o} = \frac{75}{0,56} = 134 \text{ W},$$

czemu odpowiada moc użyteczna:

$$P_{2o} = P_1 - P_a = 134 - 75 = 59 \text{ W}.$$

Mając moc pierwotną, można obliczyć prąd zasilający:

$$I_{ao} = \frac{P_1}{U_a} = \frac{134}{1500} \cong 0,0894 \text{ A} \cong 90 \text{ mA},$$

a stąd:

$$J_{ao} = \frac{I_{ao}}{\alpha_o} = \frac{90}{0,235} = 383 \text{ mA}$$

oraz

$$J_{zo} = \alpha_1 J_{ao} = 0,42 \cdot 383 \cong 160 \text{ mA}.$$

Amplituda napięcia zmiennego:

$$V_{zo} = \xi_o U_a = 0,49 \cdot 1500 = 735 \text{ V},$$

skąd

$$v_{ao \text{ min}} = U_a - V_{zo} = 1500 - 735 = 765 \text{ V}.$$

Wobec tego maksymalne dodatnie napięcie siatkowe (wzór 141):

$$(+v_s)_{\text{max}} = \frac{J_{ao}}{S} - \frac{v_{ao \text{ min}}}{K} = \frac{383}{5} - \frac{765}{25} \cong 46 \text{ V},$$

zaś amplituda napięcia wzbudzającego (wzór 161):

$$V_{sm} = \frac{J_{ao}}{S} \cdot \frac{1}{1 - \cos \vartheta_o} + \frac{V_{zo}}{K} = \frac{383}{5} \cdot \frac{1}{0,58} + \frac{735}{25} \cong 163 \text{ V}.$$

Stąd początkowe napięcie ujemne siatki:

$$U_s = - [V_{sm} - (+v_s)_{\text{max}}] = - (163 - 46) = - 117 \text{ V}.$$

Przyjmując, że amplituda prądu anodowego jest proporcjonalna do napięcia modulującego, można obliczyć jego amplitudę szczytową:

$$J'_{am} = (1 + m) J_{ao} = 1,7 \cdot 383 = 650 \text{ mA},$$

która będzie osiągnięta przy:

$$(+v'_s)_{\text{max}} = \frac{J'_{am}}{S} - \frac{(1 - \xi_m) U_a}{K} = \frac{650}{5} - \frac{0,165 \cdot 1500}{25} \cong 120 \text{ V}.$$

Wobec stałej amplitudy napięcia wzbudzającego początkowe napięcie siatki powinno wynosić:

$$U'_s = - (163 - 120) = - 43 \text{ V}.$$

Stąd można znaleźć amplitudę napięcia modulującego w obwodzie siatkowym (rys. 215):

$$V_m = |U_s| - |U'_s| = 117 - 43 = 74.$$

W tych warunkach kąt ładowania w chwili mocy szczytowej przekroczy  $90^\circ$  (rys. 215). A mianowicie, jeżeli napięcie siatkowe, przy którym pojawia się prąd anodowy, wynosi:

$$U_{s_1} \cong \frac{U_a}{K} = \frac{1500}{25} = 60 \text{ V},$$

to można obliczyć:

$$\cos \vartheta_m = \frac{U_s' - U_{s_2}}{V_{sm}} = \frac{43 - 60}{163} = -0,104,$$

czemu odpowiada kąt ładowania:

$$\vartheta_m = 90 + 6 = 96^\circ = 0,534 \pi.$$

Dla kąta  $\vartheta = 0,534 \pi$  otrzymuje się z rys. 87<sup>1)</sup>:

$$\alpha_o' = 0,326 \quad \text{i} \quad \alpha_1' = 0,5125.$$

Stąd:

$$J_{zm}' = \alpha_1' J_{am}' = 0,5125 \cdot 650 = 333 \text{ mA},$$

$$I_{am} = \alpha_o' J_{am}' = 0,326 \cdot 650 = 212 \text{ mA}$$

a sprawność:

$$\eta_m = \xi_m \frac{\alpha_1'}{2 \alpha_o'} = 0,835 \cdot \frac{0,5125}{0,652} = 0,656.$$

Moc pierwotna:

$$P_{1m} = U_{am} I_{am} = 1500 \cdot 0,212 = 318 \text{ W}.$$

Moc wtórna:

$$P_{2m} = 0,656 \cdot 318 = 208 \text{ W}.$$

Maksymalne chwilowe obciążenie anody:

$$P_{am} = 318 - 208 = 110 \text{ W}.$$

Pozostają do obliczenia warunki pracy przy najniższym napięciu modulującym. Jest wówczas:

$$U_s'' = -U_s - V_m = -117 - 74 = -191 \text{ V},$$

skąd:

$$\cos \vartheta_{\min} = \frac{U_s'' - U_{s_2}}{V_{sm}} = \frac{191 - 60}{163} = 0,805.$$

A zatem:

$$\vartheta_{\min} \cong 36,3^\circ \cong 0,2 \pi.$$

$$\alpha_o'' = 0,14, \quad \alpha_1'' = 0,255.$$

<sup>1)</sup> Patrz str. 145.

Współczynnik wykorzystania napięcia anodowego wynosi:

$$\xi_m = (1 - m) \xi_0 = 0,3 \cdot 0,49 = 0,147,$$

wobec czego:

$$V_{zm}'' = 0,147 \cdot 1500 = 220 \text{ V}.$$

Stąd można znaleźć maksymalną wartość prądu anodowego:

$$J_{am}'' = S \left( v_s + \frac{v_a}{K} \right) = 0,005 \cdot \left[ (-191 + 163) + \frac{1280}{25} \right] = 0,115 \text{ A} = 115 \text{ mA}.$$

Stąd oblicza się:

$$J_{zm}'' = \alpha_1'' J_{am}'' = 0,255 \cdot 115 = 29,3 \text{ mA},$$

$$I_a'' = \alpha_0'' J_{am}'' = 0,14 \cdot 115 \cong 16 \text{ mA},$$

oraz

$$\eta_{\min} = 0,147 \cdot \frac{0,255}{0,28} \cong 0,13.$$

Moc pierwotna:

$$P_1 = 1500 \cdot 16 \cdot 10^{-3} = 24 \text{ W},$$

moc wtórna:

$$P_2 \cong 0,13 \cdot 24 \cong 3 \text{ W},$$

obciążenie anody:

$$P_1 - P_2 = 24 - 3 = 21 \text{ W}.$$

Z obliczonych poprzednio wartości  $J_{zo} = 160 \text{ mA}$ ,  $J_{zm}' = 333 \text{ mA}$ ,  $J_{zm}' = 29,3 \text{ mA}$ , można znaleźć amplitudy modulacji:

$$J_m' = J_{zm}' - J_{zo} = 333 - 160 = 173 \text{ mA}.$$

$$J_m'' = J_{zo} - J_{zm}' = 160 - 29,3 = 130,7 \text{ mA}.$$

Stąd otrzymuje się:

$$\frac{J_m''}{J_m'} = \frac{130,7}{173} \cong 0,76,$$

z czego wynika, że zniekształcenia amplitudy przekraczają dopuszczalne granice <sup>1)</sup>, przyjęto więc zbyt dużą głębokość modulacji. Przy uwzględnieniu krzywoliniowości charakterystyk zniekształcenia byłyby oczywiście jeszcze większe.

Wzory i obliczenia, dotyczące modulacji siatkowej, są słuszne tylko w założeniu stałości zasilającego napięcia anodowego i jego niez-

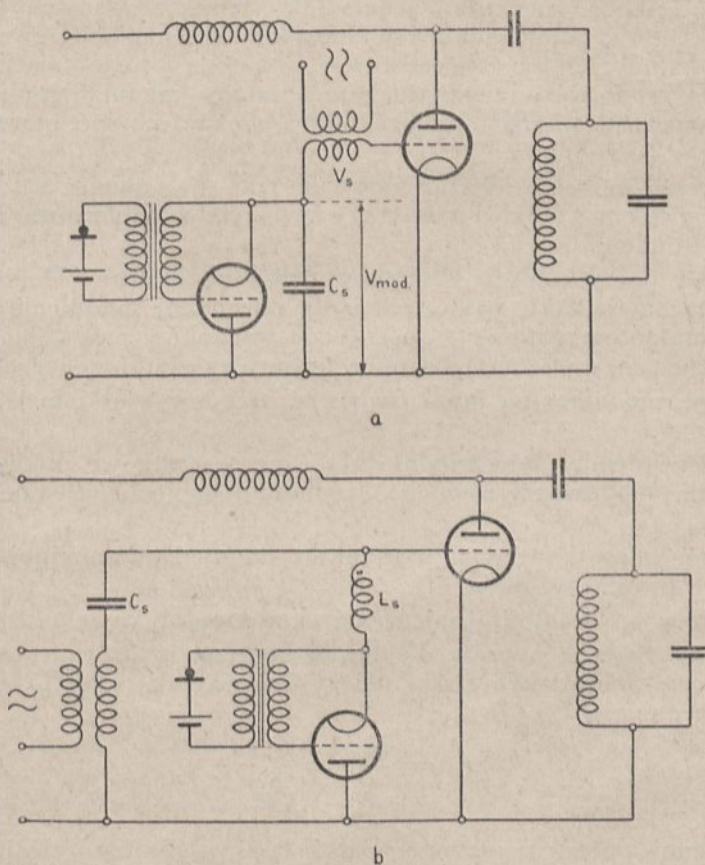
<sup>1)</sup> Patrz rozdział IV, § 16, str. 101.



leżności od częstotliwości modulującej. Wymagania te muszą być brane pod uwagę przy projektowaniu filtra prostownika, gdyż zmienny pobór prądu dla najniższych częstotliwości modulujących powoduje wahania napięcia zasilającego w ciągu jednego okresu częstotliwości modulującej. Zmuszają one do stosowania filtra o małej oporności, podobnie jak przy modulacji szeregowej lub przy wzmacnieniu modulowanej wielkiej częstotliwości w układzie klasy B.

#### 14. Modulacja siatkowa z lampą modulacyjną.

Jest to w zasadzie modulacja przez zmianę napięcia początkowego siatki, lecz tu jest ono osiągane zapomocą zmian oporu upływowego siatki. Tym zmiennym oporem jest lampa trójelektrodowa, włączona



Rys. 216.

w obwód siatki generatora bądź w szereg ze wzbudzeniem (G. A. Beauvais 1917, W. Schaeffer 1920, rys. 216 a) bądź też równoległe (W. Schaeffer 1922, rys. 216 b). Na obwód siatki lampy modulacyjnej dzia-

ła napięcie mównicze albo wprost przez transformator mikrofonowy, albo też po odpowiednim wzmacnieniu.

Kondensator  $C_s$ , bocznikujący w układzie szeregowym lampę dla prądów szybkozmiennych<sup>1)</sup>, a w równoległym zapobiegający zwarceniu prądów małej częstotliwości, musi spełniać ogólny warunek

$$\frac{1}{p C_s} \gg \rho_m \gg \frac{1}{\omega C_s}. \quad (389)$$

Nadto zadaniem kondensatora  $C_s$  jest ustalenie średniego napięcia początkowego siatki „—  $U_{sg}$ “ dla generatora, podobnie zresztą, jak w układzie ze zwykłym oporem upływowym.

Napięcie to równocześnie działa jako napięcie anodowe lampy modulacyjnej, która, odpowiednio do kierunku tego napięcia, zwrócona jest anodą do katody lampy generatorowej, a katodą—do jej siatki. Wynika stąd pewna trudność w zasilaniu katody lampy modulacyjnej, którą to trudność w urządzeniach mniejszej mocy można ominąć, stosując lampę z żarzeniem pośrednim.

W urządzeniach większej mocy spotyka się również żarzenie bezpośrednie prądem szybkozmiennym, czerpanym z generatora modulowanego (Telefunken).

Wybór początkowych warunków pracy generatora i dalszy tok jego obliczeń pozostają takie same, jak i dla normalnej modulacji siatkowej. Nowym elementem natomiast jest dobór warunków pracy lampy modulacyjnej, służącej zarazem jako opór upływowy siatki generatora.

Lampa modulacyjna musi pracować przede wszystkim jako wzmacniacz typu A.

Musi więc mieć odpowiednio dobrane początkowe napięcie siatki dla napięcia anodowego, równego średniemu napięciu ujemnemu generatora.

Wybór początkowego punktu pracy lampy modulacyjnej jest uwarunkowany dwoma względami:

- a) pracą na prostolinijnej części charakterystyk,
- b) odpowiednim oporem dla prądu stałego, w którym to celu napięcie początkowe siatki należy dobrać tak, aby był spełniony warunek:

$$r_{am} = \frac{U_{sg}}{I_{sg}} = \frac{U_{am}}{I_{am}}. \quad (390)$$

Znając średni opór  $r_{sg}$  obwodu siatki lampy generatorowej<sup>2)</sup>, można

<sup>1)</sup> W stacjach, pracujących na określonej długości fali, można włączyć w szereg z kondensatorem  $C_s$  zwojnicę, otrzymując rezonans napięć dla częstotliwości generatora i zwierając przez to lampę modulacyjną.

<sup>2)</sup> Patrz rozdział VI, § 1, str. 270. Wartość tę w granicach modulacji można w przybliżeniu uważać za stałą.

z łatwością obliczyć napięcie modulacyjne, dostarczone przez lampę:

$$V_m = \frac{K V_s}{1 + \frac{r_{sg}}{\rho}}, \quad (391)$$

gdzie:

$V_s$  — jest napięciem wzbudzającym lampy modulacyjnej,  
 $K$  — jej współczynnikiem amplifikacji,  
 $\rho$  — opornością dynamiczną tej lampy.

Stąd, mając do rozporządzenia wykres charakterystyk lampy modulacyjnej, łatwo obliczyć pozostałe wielkości, jak obciążenie anody, sprawność i t. d.

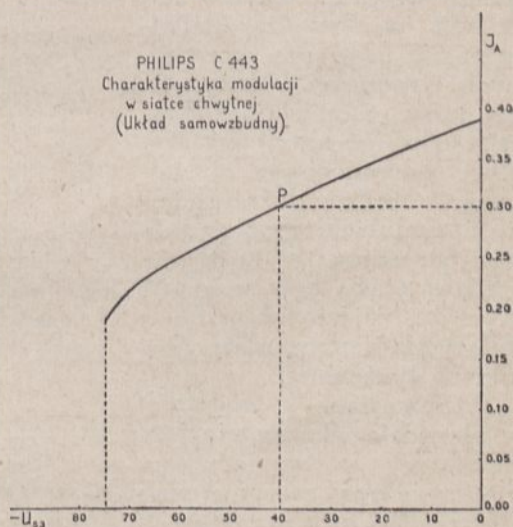
Obciążenie anody lampy modulacyjnej jest wielokrotnie mniejsze od obciążenia anody generatora, a tem samym może to być lampa znacznie mniejsza. Przy wyborze tej lampy należy jeszcze zwrócić uwagę, aby maksymalny średni prąd siatki generatora  $I_{a \max}$ , będący równocześnie maksymalnym prądem anodowym modulatora i występujący w chwili dodatniej amplitudy tej lampy, był dostatecznie mniejszy od prądu nasycenia tej lampy. W przeciwnym bowiem razie nie uniknie się zniekształceń amplitudy.

## 15. Modulacja pentod i lamp ekranowych.

Typowe dla triod sposoby modulacji w obwodzie anodowym i w obwodzie siatkowym mogą być zastosowane i do pentody. Również i tok obliczenia nie ulega zasadniczej zmianie.

Jednakże dzięki posiadaniu dodatkowych siatek pentoda może być modulowana jeszcze innymi sposobami, które, co do rodzaju działania, sprowadzają się do modulacji siatkowej.

Bardzo dogodna jest modulacja w obwodzie siatki chwytnej<sup>1)</sup>, dzięki temu, że cały przebieg modulacyjny odbywa się bez prądu w obwodzie. Opiera się ona na prostolinijnej zależności składowej zmiennej prądu anodowego od napięcia siatki chwytnej<sup>2)</sup> (rys. 217). Prostolinijność ta jest zacho-

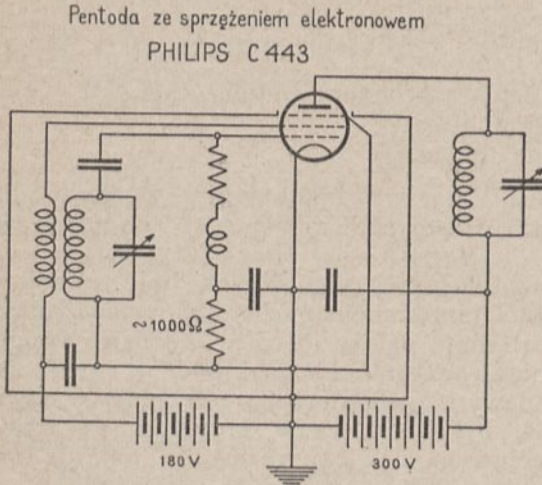


Rys. 217.

<sup>1)</sup> C. J. de Lussanet de la Sablonnière, Philips Transmitting News I. Nr. 3, r. 1934.

<sup>2)</sup> Wpływy potencjału siatki chwytnej na przebiegi w pentodzie są omówione w rozdziale IV, § 19, str. 114.

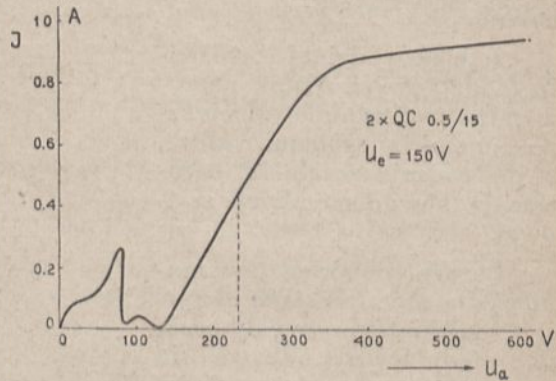
wana w bardzo szerokich granicach, a nawet w układzie samowzbudnym z t. zw. sprzężeniem elektronowym (rys. 218), nie powodując zrywania drgań nawet przy stosunkowo głębokiej modulacji.



Rys. 218.

Można również modułować pentodę w obwodzie siatki osłonnej, wówczas jednak należy liczyć się ze znacznym zużyciem mocy ze względu na istnienie prądu siatki osłonnej. Ten system modulacji nie wykazuje żadnej wyższości elektrycznej nad modulacją w obwodzie siatki chwytnej, a stosować go zaleca się tylko w obwodach z pentodami, które nie mają wprowadzonego nazewnątrz zacisku siatki chwytnej (pentody małej częstotliwości użyte jako lampy nadawcze w generatorach małej mocy).

Modulacja lamp ekranowych bez siatki chwytnej przedstawia się o wiele gorzej, niż modulacja triod i pentod, a to ze względu na zjawisko emisji wtórnej. Jedynie modulacja w obwodzie siatkowym nie następuje szczególnych trudności. Modulacja anodowa natomiast, chociaż, jak to widać na charakterystyce podanej na rys. 219, dopuszcza bardzo dużą głębokość modulacji, wymaga jednak starannego doboru warunków pracy, a w razie niedotrzymania ich lub przemodulowania lampy, może ulec silnym skażeniom.

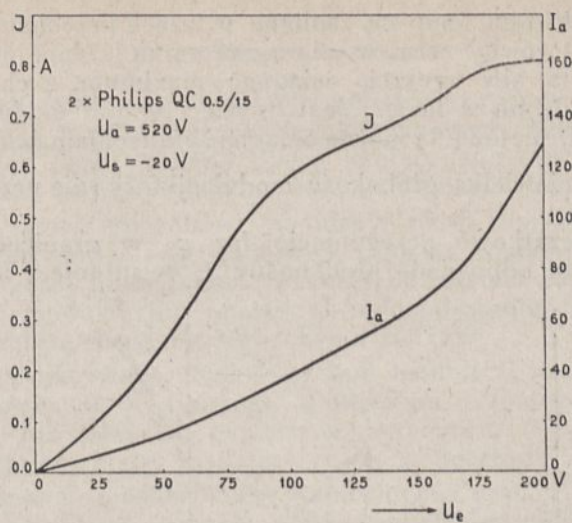


Rys. 219.

Stosowanie modulacji w obwodzie ekranu nie jest wskazane ze względu na nieprawidłowy przebieg charakterystyki (rys. 220)

$$J_s = f(U_e),$$

czego, pomimo doboru najkorzystniejszych warunków pracy, nie można uniknąć.



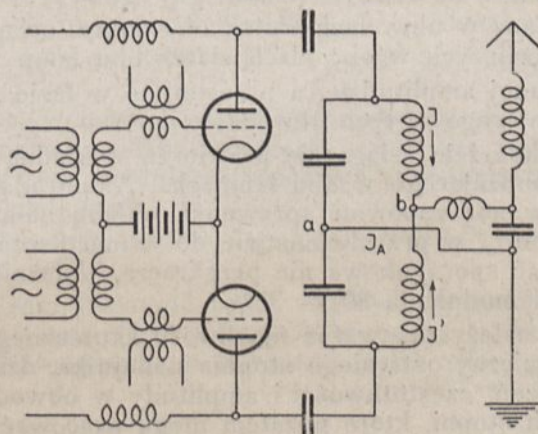
Rys. 220.

### 16. Modulacja amplitudy przez przesunięcie faz.

System ten (Chireix 1931), polegający na otrzymaniu [sinusoidalnej modulacji amplitudy przez właściwy dobór modulacji fazy <sup>1)</sup>, ma na celu osiągnięcie większej sprawności, niż to jest możliwe przy wzmacnieniu prądów modulowanych.

Zasada urządzenia jest następująca:

Ostatni stopień mocy nadajnika, pracujący w układzie przeciwsobnym, zasila antenę w sposób, pokazany na rys. 221.

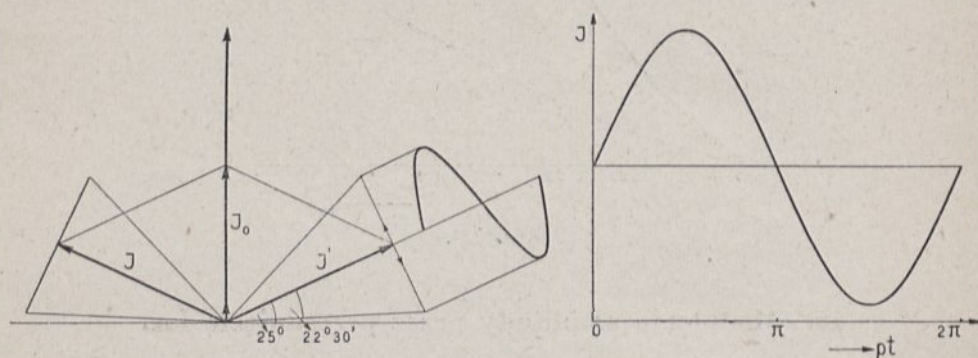


Rys. 221.

<sup>1)</sup> Patrz tom I, str. 202.

Jeżeli siatki obu lamp są zasilane w fazach przeciwnych, prąd w gałęzi  $a - b$  jest równy zero, w miarę zaś zmniejszania przesunięcia faz prąd ten wzrasta, aby wreszcie osiągnąć maximum, z chwilą gdy obie lampy są wzbudzone w fazie. Jest to więc typowa modulacja fazy, opisana w tomie I. Metodą tą można osiągnąć sinusoidalną modulację amplitudy, stosując niewielką głębokość modulacji fazy (nie przekraczającą  $\frac{\pi}{4}$ )

i obliczając początkowe przesunięcie faz  $\varphi_0$  w granicach  $22^\circ$  do  $25^\circ$  (rys. 222), czemu odpowiada prąd nośny  $J_0$  w antenie. Jeżeli teraz dwa



Rys. 222.

prądy składowe  $J$  i  $J'$ , zachowując stałą amplitudę, będą wahały się około fazy początkowej sinusoidalnie w granicach  $\pm \varphi_m$ , jako wynik otrzyma się w antenie prąd o amplitudzie zmiennej sinusoidalnie z głębokością, dochodzącą do 100% w chwili gdy  $\varphi_m = \varphi_0$ .

Modulację fazy w obwodach siatek obu lamp osiąga się, dodając do napięć wzbudzających w obwodach siatek obu lamp siły elektromotoryczne o zmiennej amplitudzie, a przesunięte w fazie o  $90^\circ$  względem napięcia wzbudzającego w tych obwodach.

Dzięki tej metodzie osiąga się prawie że dokładną stałość amplitud napięcia wzbudzającego w obu lampach. Amplituda może więc być dostatecznie duża, aby zapewnić sprawność układu lampowego, dochodzącą do  $60 - 65\%$ , w przeciwieństwie do wzmacniacza modulowanego, którego sprawność spoczynkowa nie przekracza, zależnie od przewidywanej głębokości modulacji,  $30 - 35\%$ .

Jako zaletę należy tu uważać możliwość skutecznego modulowania w sposób ekonomiczny ostatniego stopnia nadajnika, dzięki czemu unika się zniekształceń częstotliwości i amplitudy w obwodach rezonansowych poprzednich stopni, które pozatem mogą pracować jako pełno wykorzystane wzmacniacze typu  $C$ .

Ujemną stroną tego układu jest skomplikowany mechanizm przesuwania faz i związane z tem krytyczne strojenie całości.

## 17. Streszczenie rozdziału VII.

Ze znanych systemów modulacji najbardziej rozpowszechniony jest system modulacji amplitudy prądu szybkozmiennego. Modulację tę można uzyskać bądź przez zmianę oporu skutecznego obwodu rezonansowego, bądź przez oddziaływanie na sam generator.

Pierwszy z tych sposobów (modulacja przez zmianę oporu, modulacja absorbcyjna, modulacja zapomocą dławika wielkiej częstotliwości) ma znaczenie raczej historyczne. Praktyczne zastosowanie znalazły jedynie systemy modulacyjne oparte na oddziaływaniu bądź na obwód anodowy generatora, bądź na jego obwód siatkowy.

Szersze zastosowanie znalazł system modulacji równoległej w obwodzie anodowym (R. V. Heising). Polega on na nałożeniu, zapomocą transformatora lub dławika, napięcia zmiennego o częstotliwości akustycznej na napięcie stałe, zasilające anodę generatora.

Dla otrzymania nieskażonego wzmocnienia prądów mikrofonowych w układach o wspólnym napięciu anodowym (t. zw. modulacja dławikowa) głębokość modulacji nie może przekroczyć  $70 \div 80\%$ .

Pełną  $100\%$  modulację bez zniekształceń można osiągnąć dopiero przez podwyższenie napięcia modulującego (t. zw. modulacja transformatorowa), lub też przez obniżenie napięcia anodowego lampy generatorowej.

Przy modulacji anodowej moc drgań modulowanych i moc tracona na anodzie lampy generatorowej są większe (przy  $m=1$  — o  $50\%$ ) od odpowiednich wartości dla prądu niemodulowanego. Prócz tego przy pełnej modulacji chwilowe wartości napięcia anodowego są czterokrotnie większe od napięcia anodowego generatora.

Drugim rodzajem modulacji w obwodzie anodowym jest t. zw. modulacja szeregową. Zaletą jej jest brak dławika małej częstotliwości, powodującego, przy modulacji równoległej, zniekształcenia skrajnych tonów, wadą zaś — to, że katoda jednej z lamp znajduje się pod wysokim napięciem.

Z różnych systemów modulacji w obwodzie siatkowym praktyczne zastosowanie znalazły tylko: modulacja zapomocą zmian początkowego napięcia siatkowego i modulacja zapomocą zmiennego oporu wpływowego w obwodzie siatkowym.

Pierwszy z tych systemów daje dobre wyniki tylko w generatorach obcowzbudnych.

W odniesieniu do pentod prócz zwykłych systemów modulacji anodowej i siatkowej mogą być jeszcze stosowane: modulacja w obwodzie siatki chwytnej i modulacja w obwodzie siatki osłonnej.

## BIBLIOGRAFJA OGÓLNA DO TOMU II.

- J. Groszkowski, Lampy katodowe oraz ich zastosowanie w radjotechnice. Warszawa, r. 1925.
- J. Groszkowski, Radjotechnika (skrypt litografowany). Warszawa, r. 1932.
- C. Gutton, Les lampes à trois électrodes, Paryż (Presses Universitaires) r. 1929.
- J. Zenneck i H. Rukop, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, Wyd. V. (Rozdział XV). Stuttgart, r. 1925.
- F. E. Terman, Radio Engineering. New-York, r. 1932.
- W. L. Everitt, Communication Engineering. New-York, r. 1932.
- L. J. Peters, Theory of Thermionic Vacuum Tube Circuits. New-York, r. 1927.
- H. G. Möller, Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen. Braunschweig, r. 1929.
- R. Mesny, Radioélectricité Générale, Paryż, t. I. r. 1934, t. II. r. 1936.



## SKRÓTY CZASOPISM UŻYTE W TEKŚCIE.

<i>E. W. W. E.</i> . . . . .	Wireless Engineers and Experimental Wireless, Londyn.
<i>I. E. E. W. P.</i> . . . . .	} Institution of Electrical Engineers.
<i>Wir. Proc. I. E. E.</i> . . . . .	} Proceedings of the Wireless Section, Londyn.
<i>J. I. E. E.</i> . . . . .	Journal of the Institution of Electrical Engineers Londyn.
<i>Jahrb.</i> . . . . .	Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telep- honie — Zeitschrift für Hochfrequenztechnik (obecnie Hochfrequenztechnik und Elektroaku- stik).
<i>O. E.</i> . . . . .	L'Onde électrique, Paryż,
<i>P. I. R. E.</i> . . . . .	} Proceedings of the Institute of Radio Engineers,
<i>Pr. I. R. E.</i> . . . . .	} N. York.
<i>Prz. El.</i> . . . . .	Przegląd Elektrotechniczny, Warszawa.
<i>P. R.</i> . . . . .	} Przegląd Radjotechniczny, Warszawa.
<i>Prz. Radj.</i> . . . . .	} Przegląd Radjotechniczny, Warszawa.
<i>Przegl. Radj.</i> . . . . .	} Przegląd Radjotechniczny, Warszawa.
<i>Prz. W. T.</i> . . . . .	Przegląd Wojskowo Techniczny, Warszawa.
<i>T. Z.</i> . . . . .	Telefunken Zeitung.
<i>W. P. I. R.</i> . . . . .	Wiadomości i Prace Instytutu Radjotechnicznego, Warszawa.



## S P I S R Z E C Z Y.

Przedmowa	Str. VII
Ś. p. Kazimierz Krulisz	IX
Errata	XI

### ROZDZIAŁ I.

#### Lampa dwuelektrodowa.

1. Zasada działania lampy katodowej	1
2. Wzory na obliczenie prądu emisyjnego termoelektronowego	2
3. Trwałość katody	6
4. Czynniki wpływające na trwałość katody. Opornik rozruchowy	8
5. Typy katod	10
6. Katody żarzone pośrednio	13
7. Zależność prądu elektronowego od pola elektrycznego. Ładunek przestrzenny	14
8. Równanie krzywej prądu anodowego	16
9. Cechy charakterystyki anodowej	20
10. Znaczenie fizyczne oporności lampy. Obciążalność anody	23
11. Skutki przeciążenia lampy	27
12. Dane charakterystyczne lampy dwuelektrodowej	28
13. Nieprawidłowości charakterystyki anodowej	29
14. Zasilanie katody	31

### ROZDZIAŁ II.

#### Lampa trójelektrodowa.

1. Charakterystyki lampy trójelektrodowej	34
2. Równanie charakterystyki lampy trójelektrodowej. Współczynnik amplifikacji	38
3. Rozmieszczenie pola elektrycznego wewnątrz lampy trójelektrodowej	41
4. Cechy lampy trójelektrodowej	42
5. Zależność współczynnika amplifikacji od wymiarów lampy	48
6. Znaczenie oporności dynamicznej. Oporność dla napięcia stałego	49
7. Uproszczone charakterystyki lampy	49
8. Łączenie równoległe lamp trójelektrodowych	52
9. Prąd siatkowy	53
10. Tyratron	55
11. Streszczenie rozdziałów I i II	56
Bibliografia do rozdziału I i II	57

### ROZDZIAŁ III.

#### Działanie amplifikacyjne lampy.

1. Podział wzmacniaczy lampowych	58
2. Granice czułości wzmacniaczy	61
3. Oznaczenia	66
4. Zasada działania wzmacniacza napięciowego. Charakterystyka robocza, czyli charakterystyka obciążenia	66
5. Obliczenie wzmacniacza rachunkiem symbolicznym	72

	Str.
6. Obciążenie rzeczywiste i obciążenie urojone lampy . . . . .	74
7. Wykres kołowy wzmacniacza lampowego . . . . .	76
8. Układ z obciążeniem urojonym, załączonym równoległe do rzeczywistego . . . . .	78
9. Zasilanie szeregowo i równoległe wzmacniacza . . . . .	81
10. Dyskusja wzmacniacza oporowego w układzie charakterystyk $I_a = f(U_a)$ . . . . .	82
11. Wzmocnienie energetyczne; sprawność wzmacniacza. „Dobroć“ lampy . . . . .	84
12. Różnica energetyczna między zasilaniem szeregowym i równoległym wzmacniacza oporowego . . . . .	87
13. Warunki maksymalnej mocy użytecznej . . . . .	88
14. Znaczenie energetyczne oporności lampy we wzmacniaczu . . . . .	94
15. Zniekształcenia amplitudy w triodzie . . . . .	95
16. Przykłady wyboru warunków pracy lamp trójelektrodowych . . . . .	101
17. Przesunięcie charakterystyk, Współczynnik amplifikacji, a moc użyteczna . . . . .	109
18. Lampy z siatką osłonna . . . . .	110
19. Pentoda . . . . .	114
20. Zniekształcenia wywołane przez pentodę . . . . .	115
21. Zależność zniekształceń w pentodzie od częstotliwości . . . . .	121
22. Ogólna charakterystyka pentody . . . . .	122
23. Przykład obliczenia wzmacniacza z pentodą . . . . .	123
24. Lampa z siatką przeciwładunkową . . . . .	125
25. Charakterystyka zewnętrzna przy obciążeniu urojonym . . . . .	127
26. Obciążenie zespolone . . . . .	128
27. Przykłady wyznaczania charakterystyk dla obciążenia zespolonego . . . . .	130
28. Streszczenie rozdziału III . . . . .	132
Bibliografia do rozdziału III . . . . .	133

#### ROZDZIAŁ IV.

### Generator obcowzbudny.

1. Granica sprawności wzmacniacza typu <i>A</i> . . . . .	135
2. Dopuszczalne wykorzystanie napięcia anodowego . . . . .	137
3. Wzmacniacz pracujący odcinkami sinusoid . . . . .	141
4. Zależność sprawności od obciążenia . . . . .	147
5. Oporność równoważna generatora lampowego . . . . .	148
6. Obliczenie napięcia wzbudzenia i początkowego napięcia siatkowego . . . . .	151
7. Prąd siatkowy <sup>v</sup> w generatorze . . . . .	156
8. Straty mocy w obwodzie siatki . . . . .	160
9. Metody obliczenia wzmacniacza telegraficznego . . . . .	165
10. Obliczenie generatora z lampą ekranową i z pentodą . . . . .	166
11. Zawartość harmonicznych w generatorze. Powielanie częstotliwości . . . . .	172
12. Podwajanie częstotliwości . . . . .	175
13. Potrajanie częstotliwości . . . . .	180
14. Wzmacniacz pracujący impulsami spłaszczonej . . . . .	185
15. Zachowanie się generatora rozstrojonego . . . . .	190
16. Wzmacniacz prądów modulowanych . . . . .	191
17. Projektowanie wzmacniacza modulowanego . . . . .	198
18. Wzmacniacz małej częstotliwości typu <i>B</i> . . . . .	204
19. Układy przeciwsołbne dla wielkiej częstotliwości . . . . .	210
20. Układy przeciwsołbne do powielania częstotliwości . . . . .	211
21. Streszczenie rozdziału IV . . . . .	212
Bibliografia do rozdziału IV . . . . .	213

#### ROZDZIAŁ V.

### Drgania własne w układach lampowych.

1. Wzbudzenie drgań we wzmacniaczu rezonansowym sprzężonym zwrotnie . . . . .	215
2. Obliczenie samowzbudzenia metodą analityczną . . . . .	216
3. Częstotliwość drgań własnych generatora . . . . .	219

	Str.
4. Współczynnik tłumienia generatora lampowego . . . . .	221
5. Górna granica sprzężenia zwrotnego. Przypadek pseudoaperiodyczny . . . . .	226
6. Graficzne określenie amplitudy drgań . . . . .	227
7. Obliczenie układu samowzbudnego metodą symboliczną . . . . .	230
8. Samowzbudzenie układu z obwodem rezonansowym w obwodzie siatki (autodyna) . . . . .	233
9. Sprzężenie zwrotne potencjometryczne . . . . .	338
10. Wytwarzanie drgań bardzo wielkiej częstotliwości przez sprzężenie zwrotne . . . . .	242
11. Samowzbudzenie w obwodach sprzężonych . . . . .	245
12. Samowzbudzenie w lampie o charakterystyce spadającej. Dynatron . . . . .	248
13. Samowzbudzenie w układzie z siatką przeciwladunkową. Negadyna . . . . .	249
14. Wzbudzenie drgań zapomocą odwrotnego prądu siatki . . . . .	250
15. Drgania relaksacyjne w układach lampowych . . . . .	251
16. Drgania elektronowe. Drgania Barkhausena-Kurtza . . . . .	255
17. Drgania magnetronowe . . . . .	260
18. Streszczenie rozdziału V . . . . .	266

## ROZDZIAŁ VI.

### Neutralizacja i stabilizacja.

1. Układ lampy z uwzględnieniem pojemności własnych . . . . .	267
2. Dyskusja oporności wejściowej lampy . . . . .	273
3. Wnioski z dyskusji. Generator Kühn-Hutha . . . . .	278
4. Przykład obliczenia oporności wejściowej lampy . . . . .	280
5. Wzmocnienie napięciowe z uwzględnieniem pojemności wewnętrznych . . . . .	284
6. Usuwanie wpływu pojemności wewnętrznych. Neutralizacja. Lampy ekranowe . . . . .	289
7. Usuwanie drgań pasorzytniczych . . . . .	297
8. Stabilizacja częstotliwości generatorów . . . . .	300
9. Stabilizacja naturalna częstotliwości . . . . .	305
10. Stabilizatory mechaniczne. Zjawisko piezoelektryczne . . . . .	308
11. Układ zastępczy oscylatora piezoelektrycznego. Schematy elektryczne . . . . .	312
12. Dane techniczne oscylatorów piezoelektrycznych . . . . .	316
13. Stabilizatory magnetostrykcyjne i kamertonowe . . . . .	319
14. Streszczenie rozdziału VI . . . . .	321
Biblijografia do rozdziałów V i VI . . . . .	322

## ROZDZIAŁ VII.

### Modulacja generatorów lampowych.

1. Modulacja amplitudy generatora lampowego . . . . .	323
2. Modulacja w obwodzie anodowym . . . . .	325
3. Modulacja anodowa generatora samowzbudnego . . . . .	327
4. Modulacja anodowa generatora obcowszbudnego . . . . .	329
5. Warunki pracy generatora modulowanego. Wybór lampy . . . . .	331
6. Dobór obwodów pomocniczych . . . . .	333
7. Obliczenie modulatora anodowego . . . . .	336
8. Ustalenie oporności dynamicznej lamp modulacyjnych . . . . .	342
9. Głębokość modulacji . . . . .	344
10. Przykład obliczenia modulacji anodowej . . . . .	346
11. Modulacja szeregową . . . . .	350
12. Modulacja w obwodzie siatkowym . . . . .	355
13. Modulacja przez zmianę ujemnego napięcia siatkowego . . . . .	356
14. Modulacja siatkowa z lampą modulacyjną . . . . .	365
15. Modulacja pentod i lamp ekranowych . . . . .	367
16. Modulacja amplitudy przez przesunięcie faz . . . . .	369
17. Streszczenie rozdziału VII . . . . .	371
Biblijografia ogólna do tomu II . . . . .	372
Skróty czasopism użyte w tekście . . . . .	373



20-





BIBLIOTEKA GŁÓWNA

343614L/1